

# 地震

## 第 2 輯

### 第 14 卷 第 3 號

昭和 36 年

#### 論 説

九州における脈動の伝播方向……………岡野健之助・加茂幸介…131

$M^{(1)}$  波と  $M^{(2)}$  波との分類……………田治米鏡二…138

爆破地震動観測による日本中部の地殻構造

第 1 部 御母衣爆破地震動の観測……………爆破地震動研究グループ…150

爆破地震動観測による日本中部の地殻構造

第 2 部 御母衣爆破地震動の観測

……………三雲 健・大塚道男・宇津徳治・寺島 敦・岡田 惇…168

傾斜固定底を有する弾性流体内の弾性波伝播……………南雲昭三郎…189

#### 寄 書

ウィスパリング ギャラリー内を伝はる音のノーマルモードによる説明……………佐藤泰夫…198

最小自乗法によつて決めた係数相互の関係について……………安芸敬一…199

湿つた粒状媒質中の縦波の速度について (I)……………桃井高夫…201

湿つた粒状媒質中の縦波の速度について (II)……………桃井高夫…203

学 会 記 事……………203

地 震 学 会

# 地震学会々則

1. 本会は地震およびこれに関連する諸現象の研究並びにその応用に関する知識を交換，普及し震火災防止に貢献することを目的とする。
2. 本会は地震学会と称して，事務所を東京大学地球物理学教室内におく。
3. 本会はその目的を達するため下記の事業を行う。  
 (i) 通常総会および臨時総会 (ii) 学術講演会  
 (iii) 会誌「地震」の発行 (iv) 其他必要なる事業  
 通常総会は毎年必ず1回適当な時期に行い，臨時総会は委員5名以上あるいは会員30名以上の請求のあつた時に開く。総会の成立は普通会员1/5以上の出席(委任状を含む)を要する。
4. 本会々員は名誉会員，普通会员，購読会員，及び賛助会員とする。会員となろうとする者は会費1ヶ年分をそえて本会事務所へ申込むものとする。
5. 地方あるいは特別の機関等に支部をおくことができる。
6. 委員長1名，委員若干名をおく。
7. 委員長は本会を代表し，各委員は編輯，庶務，会計等の事務を分担し，そのために若干名の幹事をおくことが出来る。幹事は委員長が委嘱する。
8. 本会には顧問若干名をおくことができる。
9. 委員は普通会员の互選によつて選出する。委員長は委員の互選による。委員長及び委員の任期は1年とし，再選をさまたげない。
10. 委員及び委員長の更迭期を3月末とする。途中補欠として加つたものの任期は前任者の残存期間とする。

## 附 則

1. 普通会员，購読会員の会費は1年 500 円とする。
2. 会費年1口(10000 円)以上をおさめたものを賛助会員とする。
3. 支部のないときは連絡幹事をおく。連絡幹事は委員長が委嘱する。
4. 本会則は総会(又は臨時総会)に於て出席会員の過半数の賛成により改訂又は附加することが出来る。

## 委 員

(1961 年 3 月選出)

委員長	坪井忠二				
委員	飯田汲事(名古屋大)	井上宇胤(気象庁)	早川正巳(地質調)	萩原尊礼(東大)	
	西村英一(京大)	本多弘吉(東大)	友田好文(東大)	和達清夫(気象庁)	
	河角広(東大)	金子徹一(地質調)	金井清(東大)	笠原慶一(東大)	
	高橋竜太郎(東大)	竹内均(東大)	田治米鏡二(北大)	坪井忠二(東大)	
	村内必典(科学博)	久保寺章(京大)	松沢武雄(北大)	田望(北大)	
	浅田敏(東大)	安芸敬一(東大)	佐藤良輔(東大)	佐藤泰夫(東大)	
	佐々憲三(京大)	三木晴男(京大)	島津康男(名古屋大)	下鶴大輔(九大)	
	広野卓蔵(気象庁)	鈴木次郎(東北大)			
庶務係幹事	安芸敬一	友田好文	浅野周三	鈴木次郎	
会計係幹事	佐藤良輔	高野敬			
会計監査	鈴木次郎	金子徹一			
編輯係幹事	竹内均	小林直太	金井清	島津康男	
学会連合連絡幹事	広野卓蔵				
地方連絡幹事	田治米鏡二	鈴木次郎	島津康男	三木晴男	下鶴大輔
編集委員会委員	坪井忠二	松沢武雄	萩原尊礼	本多弘吉	佐々憲三
顧問	中村左衛門太郎	北沢五郎			



# 九州における脈動の伝播方向

京都大学理学部阿武山地震観測所 岡 野 健 之 助

京都大学理学部火山研究所 加 茂 幸 介

(昭和 36 年 6 月 1 日受理)

## Direction of Approach of Microseisms Observed in Kyushu

Kennosuke OKANO

Abuyama Seismological Observatory, Faculty of Science, Kyoto University

Kōsuke KAMO

Volcanological Laboratory, Faculty of Science, Kyoto University

(Received June 1, 1961)

Direction of Approach of microseismic waves was investigated in Kyushu by means of vector seismographs. It was found that no microseismic wave comes from the west direction even when typhoons were situated in the south-west direction. The frequency of arrival directions was distributed partially for the direction of the Hyuga Sea where the continental margin is near to the coast.

From these distributions and those at the Abuyama Observatory, it is reasonably concluded that the nearer the continental margin is to the coast, the more frequently microseismic waves are generated.

### 1. ま え が き

脈動の伝播方向を調べる手段として、Vector seismograph による地動の Orbit の観測がたいへん有効であるということが、阿武山地震観測所で行なわれた観測によつて分つた (岡野 1960)。すなわち、得られた Orbit のなかから単一に近い Rayleigh Type をもつた波だけを選び、これらについての伝播方向の頻度分布から、ある地点で観測される脈動はその地点の近くにある海岸付近で発生した波が観測されるのである、という事実が、いままでのような間接的な説明ではなくて、直接的な実証として得られた。そこで今度は海岸に近い海のどのようなところで脈動が発生しやすいか、ということ、を、脈動源をはつきり捉えるための一つの段階として知るために、周囲を海で囲まれた九州地方で調べた。観測結果は、脈動は海岸があればどこでも同じように発生するというものではなくて、発生しやすいところと、発生し難いところとが明瞭に区別された。阿武山におけるいままでの観測結果と合わせて考えると、脈動は大陸棚の傾きが大きいようなところほど発生しやすい、と結論できるようである。

### 2. 観 測 方 法

観測を行なつた場所は、京都大学理学部付属の阿蘇火山研究所の建物のなかである。地理的

な位置としては、ちょうど九州の中央部にあって好都合であつたが、阿蘇火山で発生する火山性の脈動との混同を心配した（佐々 1935, 1936）。しかし、観測を行なつた時期が台風の時であつて、脈動の振巾のほうがはるかに大きかつたので、その心配はなかつた。Orbital motion を記録する方法は阿武山で行なつたものと全く同じであるが（岡野 1959）、地震計の数がそろわなかつたので、1 台の地震計をそれぞれ 2 台の電流計につないで使い、UD-EW, UD-NS の二つの垂直面と水平面の三つの平面上の Orbit を同一記象紙上に記録した。器械の Constant は電流計の固有振動周期を 6.0 秒、地震計の最大倍率を約 2,800 倍とした他は阿武山の場合と全く同じである。得られた記象は NS 成分が EW 成分に比べて振巾がたいへん大きいので、地震計の倍率の違いではないかと考え、EW 成分の地震計を NS 方向に向成分は NS-NS の Orbit を記録させた。そしてこれから得られた直線状の Orbit から EW けて、NS 成分に比べて 22% 倍率が小さいことが分かつたので、読みとつた値について、この分だけ補正をした。

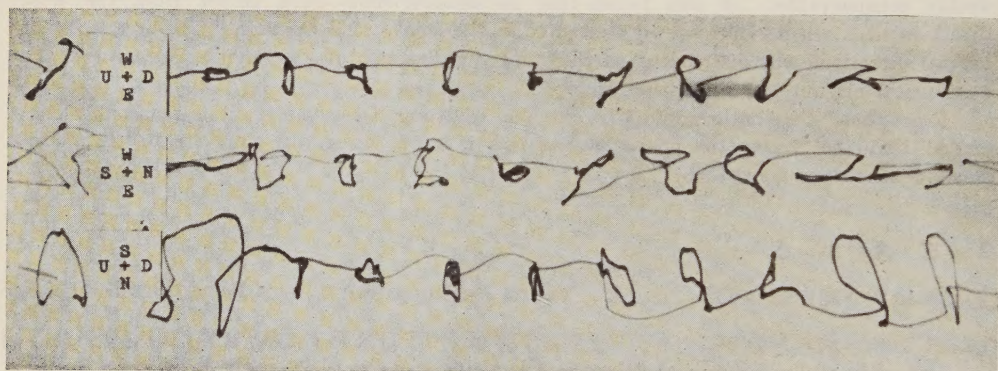


Fig. 1. (a)

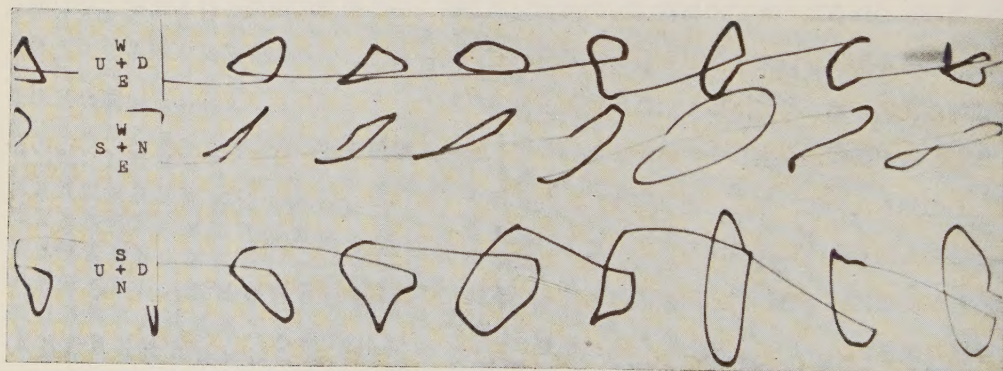


Fig. 1. (b)

Fig. 1. Examples of seismograms.



### 3. 観測結果

Fig. 1 に見られるように、得られた記象は阿武山のものに比べてたいへん複雑であった。これは火山性脈動が重なっているためであろう。しかし阿武山の場合と同様に、しばしば Rayleigh motion をしている波があらわれているので、このような波だけを選んで解析した。また阿武山の場合と異なつて水平動成分が上下動成分に比べてかなり大きく、垂直面上の Orbit はつぶれた Ellipse をしているが、これは地殻構造のためであろうと考えている。

観測を行なつたのは 1960 年の台風 6 号、9 号、14 号および 15 号の 3 回であつて、いずれも九州の南西洋上に台風のある場合で、同じような気象条件であつたことは残念である。それぞれの場合の天気図を Figs. 2, 3, 4 に示す。また、それらの場合の脈動の伝播方向の頻度分布は天気図と並べて示してある。これらの図を見ると伝播方向の大部分は日向灘の方向を向いており、脈動は台風を中心付近で発生して、そこから伝播してくるのではなく、台風圏から送ら

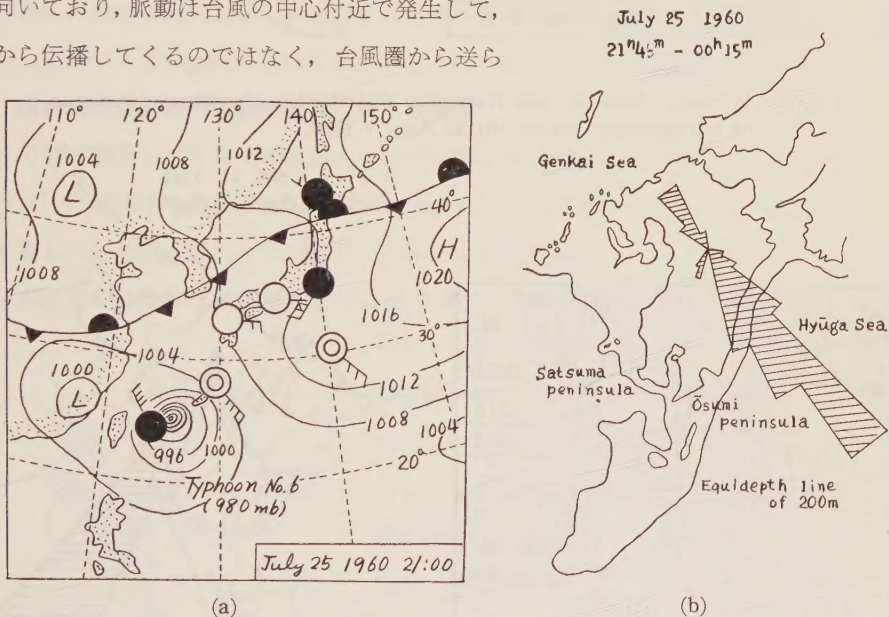


Fig. 2. Weather chart (a) and frequency distribution of arrival directions of microseismic waves (b) at July 25 1960.

れてきた波浪が海岸付近で脈動を発生することを示している。また、これら三つの分布図がほとんど同じ形を示していて、脈動を発生しやすい場所と、発生し難い場所があることを明瞭に示している。そこでそれらがどのような場所であるかを調べてみた。天気図を見ると擾乱源とみなされる台風圏は、いずれも九州の南西洋上にあるので、当然波浪は南ないし西の海岸へ多く送られてくるはずである。それにもかかわらず、脈動の伝播方向はそちらの海岸の方向にはわずかしは見られず、それらの大部分は日向灘の方向に集中している。ということは台風圏か

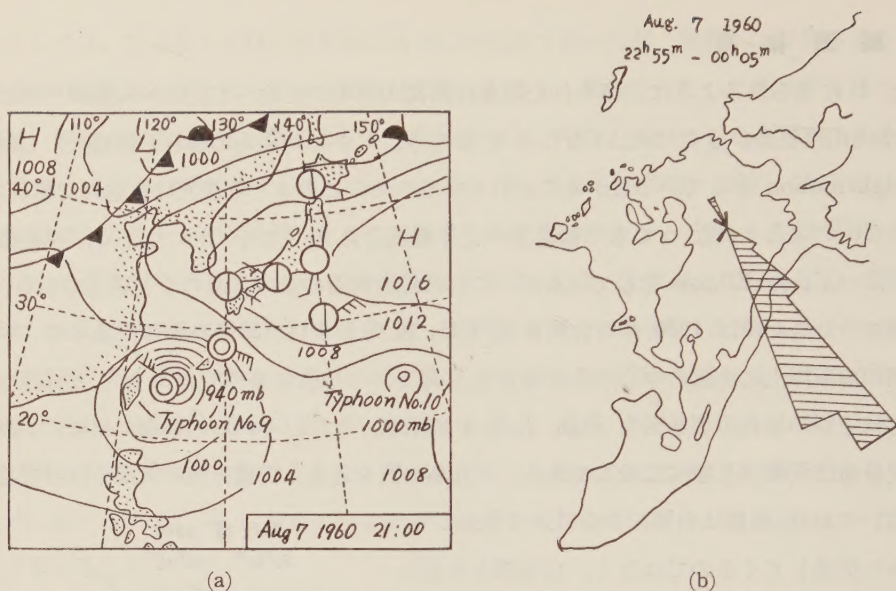


Fig. 3. Weather chart (a) and frequency distribution of arrival directions of microseismic waves (b) at Aug. 7 1960.

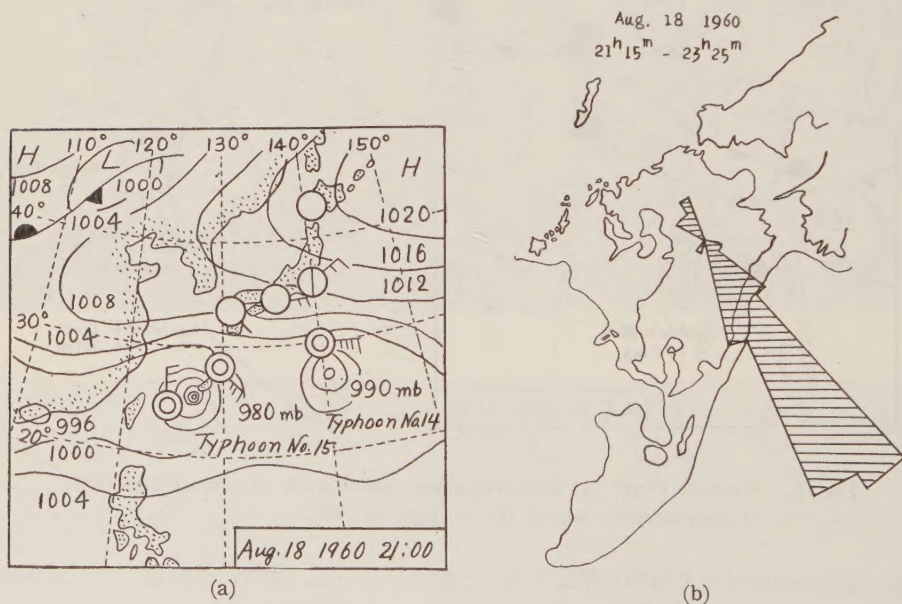


Fig. 4. Weather chart (a) and frequency distribution of arrival directions of microseismic waves (b) at Aug. 18 1960.

ら送られてきた波浪がどこでも海岸付近までくれば脈動を発生するというものでなく、海岸付近の何らかの状態が、その発生を頻度を左右しているようである。

そこで最近 William L. Donn (1957) によつて注目されている Continental Margin に



何か関連しているのではないかと考え、200 meter の等深度線をかいてみた。すると頻度の非常に大きい日向灘方向は **Continental margin** が海岸に甚だしく接近している。そして真南の方向にある大隅半島の方向は、種ヶ島、屋久島のために **Margin** は海岸から遠く離れており、脈動の到来頻度もほとんど見られない。しかし薩摩半島の方向は **Margin** がかなり海岸に近づいていて、脈動の頻度も多くはないが、観測の行なわれた三つの場合、いずれも伝播してきていることが分る。そして西の方向はもちろん **Margin** がはるか遠くにあり、脈動の伝播は全く見られない。このことから脈動は **Continental Margin** が海岸に近づいているところ、すなわち、大陸棚の傾斜が急であるようなところで発生しやすいと考えても差支えないようである。しかし、北の方向の玄海灘は海底の傾きがゆるやかにみえるにもかかわらず、かなり頻度が大きい。これは玄海灘の波浪が大きいためか、または局部的に海底の傾きの大きい部分があるためかも知れない。July 25 の場合は日本海の海上を寒冷前線が通過しているの、特に頻度が大きい。この点はなお検討しなければならない問題を残している。

#### 4. 阿武山地震観測所の観測結果に対する検討

そこで前に観測した阿武山の脈動について伝播方向の頻度分布を調べてみた。Fig. 5 はその後行なった観測を含めて、Vector Seismograph の記象から、特に Typical な Rayleigh Form をしている波だけについてつくった頻度分布図である。

まず日本海側を見ると、最大頻度を与える方向は、伝播距離が最小である若狭湾方向ではな

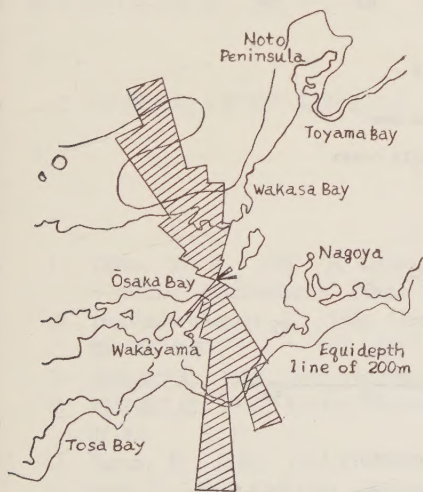


Fig. 5. Frequency distribution of arrival directions of microseismic waves having the pure Rayleigh type at Abuyama Observatory.

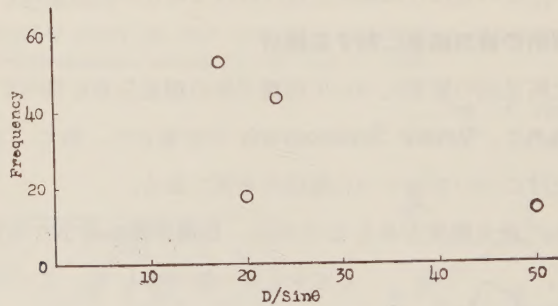
く少し西へ偏っている。この方向の **Continental Margin** は、若狭湾方向の **Margin** が海岸から遠ざかっているのに比べて、かなり海岸に近づいている。そしてその方向からさらに西へ寄ると **Margin** は急激に海岸から遠ざかつて行き、脈動の到来頻度も急に減ってしまう。

若狭湾から東のほうでは、能登半島の方向まで連続的に頻度が減少している。これは **Margin** の観測所に対する角度、脈動の伝播途中の減衰をもあわせて考慮すると当然のようである。頻度は能登半島の方向で最小となるが、それから少し東の方向で再び見られる。このことは前に報告した頻度分布図でもいつも見られたことであつて、おそらく **Margin** が海岸に接近している富山湾から伝播してくる波であろうと考えら

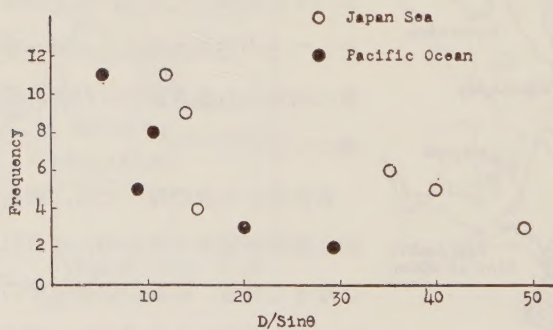
れる。

また南の方向を見ると、ここでも **Margin** が海岸に接近している紀伊半島の南部の方向に頻度が非常に大きい。そして伊勢湾の方向に行くにつれて急に減少してゆく。和歌山方向では非常に数が少なくなる。これは和歌山方向では **Margin** が海岸からたいへん遠くなるためと考えられる。また大阪湾方向になると再び増加する。これは大阪湾で脈動が発生することを示しているのではなくて、**Continental Margin** が海岸に接近している土佐湾からのものであることは、その波の周期が他の方向から伝播してくる波の周期と似ていることから疑いなかろう。

以上の観測事実から、脈動は **Continental Margin** が海岸に接近しているような場所で発生しやすい、といえそうである。そして **Margin** が近ければ近いほど発生の頻度も大きくなるようである。Fig. 6 はこの関係を図示したものである。横軸には、海岸から **Margin** までの距離を、観測所から **Margin** へ方向が **Margin** とす角  $\theta$  の  $\sin$  で割ったものをとった。



(a) Aso Laboratory



(b) Abuyama Observatory

Fig. 6. Relationship between the frequency of arrival directions of microseismic waves and  $D/\sin \theta$ .  
 $D$ : Distance from the coast to the continental margin  
 $\theta$ : Angle which the arrival direction forms with the continental margin



これは脈動源を **Margin** に平行な **Line Source** と考えると、波の重畳のために、この角度  $\theta$  によつて頻度の変化があろうと考えたからである。阿武山のものについて、日本海側からやってくる脈動と、太平洋側からやってくるものとに分けたのは、その **Origin** が全然別であるからである。これらの図は海底の傾斜の大きいほど脈動の発生頻度も大きいことを示している。そしてこれらの点を結んだ **Curve** が、その発生について何らかの意味を持っているようであるが、これを問題にするにはまだ観測が不充分であらう。

Hollinderbäumer (1959) は **Hamburg** と **Kopenhagen** の水平動地震計の記象から、**Group** をしている脈動の振巾を読み、それらの比から伝播方向の頻度分布を求めている。そしてこれから得られたそれぞれ二つの **Maximum Frequency** の方向の交わるところが、**Norway** の南西海岸と、**Scotland** の西海岸であることを見出し、それらの場所が脈動の主な発生源であるといっている。ところが、これらの場所は **Continental Margin** がかなり海岸に接近しているところであつて、われわれの考えを裏書きしているように思われる。

## 5. あ と が き

脈動の発生頻度の大きい場所が、**Continental Margin** の海岸に接近しているようなところであることは、阿武山で行なつた観測から想像されていたのであるが、九州における伝播方向の観測は、われわれにいつそう確信を与えた。しかし玄海灘の方向からかなりの波がやってくることなど、未だ疑問の点もある。そして海岸付近といつてもはつきりとどこでどのような機構で海の波が脈動を発生するのか、なお多くの疑問が残っている。これをさらに追及して行きたい。

この研究は佐々教授の御指導によつて行ないました。終りにあたつて厚く御礼申し上げます。

## 参 考 文 献

- 1) Donn, W. L., 1957, A Case Study Bearing on the Origin and Propagation of 2- to 6-second Microseisms, Trans. Amer. Geophys. Union, **38**, 354-359.
- 2) Hollinderbäumer, J., 1959, Über die Ortung mikroseismischer Stürme, Z. f. Geophysik, **25**, 209-238.
- 3) 岡野健之助, 1959, 阿武山地震観測所において観測された脈動について, 地震, **2**, **12**, 182-190.
- 4) 岡野健之助, 1960, Vector seismograph によつて観測された脈動の伝播方向, 地震, **2**, **13**, 37-42.
- 5) Sassa, K., 1935, 1936, Volcanic microtremors and eruption-earthquakes (Part 1 and Part 2), Mem. Coll. Sci., Kyoto Univ., A, 18 and 19.

# M<sup>(1)</sup> 波 と M<sup>(2)</sup> 波 と の 分 類

北大. 理, 地球物理学教室 田 治 米 鏡 二

(昭和 36 年 5 月 23 日受理)

May M-waves be classified into two major branches?

Kyozi TAZIME

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received May 23, 1961)

In the characteristic equation (1.1) of M-waves, two major branches, M<sup>(1)</sup> and M<sup>(2)</sup>, have been defined by (3.7) or (4.4) which is deduced from (2.1) for the case of a plate. Calculated results are shown in Figs. 5, 6 and 7 by thick full lines for M<sup>(1)</sup> and by thick dotted lines for M<sup>(2)</sup>.

The next two points must be noticed.

1) No dispersion curves, but for a plate, intersect each other on one  $c/v_p \sim Tv_p/H$  plane, if they correspond to a certain real structure of media.

2) Any dispersion curve changes from M<sup>(1)</sup> to M<sup>(2)</sup> or from M<sup>(2)</sup> to M<sup>(1)</sup>, when it crosses chain lines which were given by the first equation in (3.5) or (4.8).

No criterion has been found for classification of continuous dispersion curves. In the present stage, the author thinks, notation (5.1) or (5.2) will be better than (5.3) or (5.4).

注意 この論文では以前に筆者が用いた記号 (TAZIME, 1958 a) を再び使うことにする。従つて, TOLSTOY らの用いた記号  $M_{1n}$ ,  $M_{2n}$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) は  $M_n^{(1)}$ ,  $M_n^{(2)}$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) に書き換えられている。

## §1 問題の提出

solid の層内に P 波と S 波とが共存すると,

$$\begin{aligned} M(\omega, \xi) = 1 - \{AA'e^{-2i\alpha_1 H} + DD'e^{-2i\beta_1 H} \\ + (B'C' - A'D')e^{-2i(\alpha_1 + \beta_1)H} + 2B'Ce^{-i(\alpha_1 + \beta_1)H}\} = 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

なる特性方程式を満たす表面波が誘起されることは, すでによく知られている。ここではこの波のことを M 波と呼ぶことにする。

一般に (1.1) は極めて複雑な式であつて, analytical には解き難い。ゆえに数値解法が行なわれている。この場合の定跡はまず  $c/v_{p1}$  を与えて, (1.1) を満たす  $\xi H$  の数値を捜すのである。この方法で曲線を追跡すると, まず一本の  $c/v_{p1} \sim \xi H$  曲線が得られる。これが分散性 RAYLEIGH 波と呼ばれている波の分散曲線である。



次に SEZAWA and KANAI (1935) はいまと同一の  $c/v_{p_1}$  に対し, (1.1) のなかには前の  $\xi H$  よりいくぶん大きい根があることを発見した. この根を追跡すると, 前とは別な一本の曲線が得られる. これが  $M_2$  波または SEZAWA 波と呼ばれている波の分散曲線である.

分散曲線上で見られる両者の違いは次のごとくである.

$$\left. \begin{array}{l} \text{分散性 RAYLEIGH 波の位相速度は } v_{R_1} \text{ から始まって, } v_{R_2} \text{ で終る.} \\ \text{これに反し,} \\ M_2 \text{ 波の位相速度は } v_{S_1} \text{ から始まって, } v_{S_2} \text{ で終る.} \end{array} \right\} \quad (1.2)$$

一方 plate 内の M 波では (1.1) が次のごとく簡単に因数分解される.

$$M(\omega, \xi) = \Pi^+(\omega, \xi) \cdot \Pi^-(\omega, \xi) = 0. \quad (1.3)$$

かくのごとく, plate の場合には (1.1) はまず  $\Pi^+$  と  $\Pi^-$  との二分枝に分類される. 次に上下動の振巾を計算してみると, Fig. 1 に示したごとき相異がある. このゆえに  $\Pi^+ = 0$  は symmetric mode と呼ばれ,  $\Pi^- = 0$  は antisymmetric mode と呼ばれている.



Fig. 1. Comparison of mode for vibration.

また  $\Pi^+ = 0$  および  $\Pi^- = 0$  はそれぞれ高次の解を限りなく有していて, これらは  $\Pi_n^+$  および  $\Pi_n^-$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) と名付けられている. 分散曲線上で見られるこれらの波のもつとも著しい特長は次のごとくである.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi_0^+ \text{ 波の位相速度は } v_{R_1} \text{ から始まって,} \\ v_{R_2} \text{ で終る. これに反し, } \Pi_1^+, \Pi_2^+, \dots, \Pi_0^-, \\ \Pi_1^-, \dots, \text{ 波の位相速度は } v_{S_1} \text{ から始まって,} \\ v_{S_2} \text{ で終る.} \end{array} \right. \quad (1.4)$$

さて plate の場合以外の M 波についても, 同一の  $c/v_{p_1}$  に対し, 上述の二分枝の  $\xi H$  よりも大きい数値をもつ解が, さらに限りなく多く存在する. しかもこれらの高次の波の位相速度はいずれも  $v_{S_1}$  から始まって,  $v_{S_2}$  で終ることが判っている.

(1.2) にこのことを考え合わせた上で (1.4) と比較すると、一般の  $M$  波では (1.1) は (1.3) のごとく簡単な形では因数分解されないにもかかわらず、次のごとき対応がつけられそうである。

$$\Pi_n^+ \rightarrow M_n^{(1)}, \quad \Pi_n^- \rightarrow M_n^{(2)}. \quad (1.5)$$

TOLSTOY and USDIN (1953) は、多分 (1.5) を念頭にした結果と思われるが、plate 以外の場合にも (1.1) を次のごとく、形式的には (1.3) と同じ形に強引に書き換えた。

$$M(\omega, \xi) = M^{(1)}(\omega, \xi) \cdot M^{(2)}(\omega, \xi) = 0. \quad (1.6)$$

ただしこのときの因数分解は根号を含んでいて、普通には因数分解とはいえぬ種類のものである。しかも実際には、この強引な因数分解によつて分散曲線を分類して見せるまでには至らず、単に思想上、 $M^{(1)}$  と  $M^{(2)}$  との分類を考えたにすぎない。

分散性 RAYLEIGH 波および  $M_2$  波は (1.5) の記号法に当てはめると、それぞれ  $M_0^{(1)}$  および  $M_0^{(2)}$  と書くことができる。(1.2) に見るごとく、この両者の違いは明瞭なので、一般の  $M$  波についても、第 0 次のみを問題にしている限りでは、一応問題はない。

分散曲線上に見られる  $M_0^{(1)}$  と  $M_0^{(2)}$  との違いで、(1.2) 以外にさらに一つだけ明らかな性質がある。

同一の位相速度に対しては、 $M_0^{(1)}$  の  $\xi H$  のほうが  $M_0^{(2)}$  の  $\xi H$  よりも }  
常に大きい。 (1.7)

媒質の POISSON 比が 0.25 またはそれに近い値をもつ場合だけを考えている限りでは、高次の  $M$  波ほど振巾が小さくなると思われるので、第 0 次の波だけを調べておけばよいという理窟も一応なりたつ。しかし観測上の見地よりすれば、seismic record 上で大振巾をもつか否かは、震源の性質、伝播途中の地下構造および観測器の特性と波の種類とによるのであつて、一概には最低次の波だけが重要とはいえぬ。

また、媒質の POISSON 比が 0.50 に近くなると、 $M$  波の理論的振巾そのものも、低次のもののほど大きいとはいえなくなる。

ゆえに  $M_0^{(1)}$ ,  $M_0^{(2)}$  だけでなく、さらに高次の波についても、理論的特性を明らかにする必要がある。

しかるに (1.5) で述べたごとく、 $M_n^{(1)}$ ,  $M_n^{(2)}$  ( $n \neq 0$ ) では (1.2) のごとき区別はない。また (1.7) の分類法則は実は (1.2) と独立ではない。そこで  $n \neq 0$  に対しては、(1.2) も (1.7) も使えないとなると、他には決め手がないので、 $M^{(1)}$  と  $M^{(2)}$  とを分類する理由は全く見付からぬ。

にもかかわらず TOLSTOY and USDIN (1953) いらい、多くの地震波動実験者が  $M_1^{(1)}$ ,



$M_2^{(1)}, \dots, M_1^{(2)}, M_2^{(2)}, \dots$  などの記号を使っているのはいかなる根拠によるものであろうか？ 筆者の知る限りでは、思想的には (1.5) の想定があり、具体的には (1.7) を  $n \neq 0$  に対しても拡張させる手段がとられているにすぎない。

すでに述べたごとく、この想定および手段は、いずれも数理的にも物理的にも、可否が未だ確かめられていない。

plate の場合とその他とは M 波の性質が全く違うから、一般の場合には分類の可否を論じるまでもないという主張も生じる。この立場に立てば M 波の記号法は単に

$$M_n \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.8)$$

と書けばよいことになる。

ただし Love 波の記号  $L_n$  とは異なり、(1.8) の  $n$  は層内の mode の数とは全く関連がない。単に (1.1) の解  $\xi H$  を小さいほうから順に並べてみたにすぎぬ。

一般の M 波については、実は系統的な記号法はなく、(1.8) を採用せざるを得ないのかも知れぬ。しかし solid 層があるために生じる normal mode 波という点では、plate の場合も他の場合も同じである。ゆえに両者の間になにか共通の性質を見付け、全体を統一させたいのも、これまた人情である。

そこで、M<sup>(1)</sup> と M<sup>(2)</sup> との分類に主眼をおいて、(1.1) を改めて調べなおすことにした。

## §2 plate の 場 合

$c > v_p$  に対して (1.3) は次のごとく書かれる。

$$\left. \begin{aligned} \Pi^+ = 0 : \quad \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H - A \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H &= 0, \\ \Pi^- = 0 : \quad \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H + A \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

ここで  $c \geq v_p$  とすると、(2.1) はそれぞれさらに次のごとく因数分解される。

$$\left. \begin{aligned} \cos (\bar{\alpha} H / 2) \sin (\bar{\beta} H / 2) &= 0 \quad \text{for } \Pi^+, \\ \sin (\bar{\alpha} H / 2) \cos (\bar{\beta} H / 2) &= 0 \quad \text{for } \Pi^-. \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

ゆえに

$$\bar{\alpha} H = l\pi, \quad \bar{\beta} H = m\pi \quad (2.3)$$

なる曲線を考えると、(2.2) は次のごとく書き換えられる。

$$\left. \begin{aligned} l \text{ odd}, \quad m \text{ even} &\quad \text{for } \Pi^+, \\ l \text{ even}, \quad m \text{ odd} &\quad \text{for } \Pi^-. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

(2.2) はすでに指摘したごとく (TAZIME, 1958 b),  $\Pi^+$  および  $\Pi^-$  の規準曲線とみなすこ

とができる。(2.1) を種々な POISSON 比に対してそれぞれ第 4 次ないし第 6 次まで計算した結果はすでに (TAZIME, 1958 b) の図に示したとおりである。そこでは、(1.1) が (2.1) のごとく因数分解されるという理由で、 $\Pi^+$  と  $\Pi^-$  とを別々の図に画いた。

今回、一般の場合の M 波と比較するために、 $\Pi^+$  と  $\Pi^-$  とを同一図上に書き直してみたところ、極めて注目すべき事実を発見した。それは、たとえば Fig. 2 において見るができる。

Fig. 2 はかつて示した図の一部であつて、太実線は  $\Pi^+$ 、太点線は  $\Pi^-$  曲線である。また鎖線は (2.3) の  $l$  曲線であり、図内の M 波の記号はかつて示した図で用いたのと同じにしてある。さて、繰り返えし述べたごとく、数学的に  $\Pi^+$  と  $\Pi^-$  との分類は明瞭であるが、この図を見ると両者は  $\odot$  点で交叉している。すなわち、plate の場合は (1.7) を  $n \neq 0$  に拡張させることができぬ。

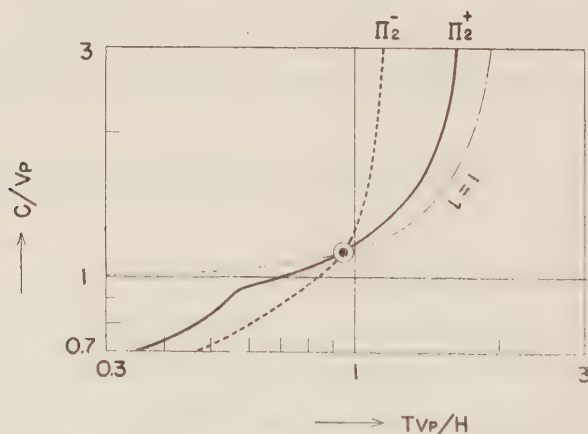


Fig. 2. A part of dispersion curves for a plate when  $\sigma=0.25$ . Thick full lines belong to  $\Pi^+$  and thick dotted lines to  $\Pi^-$ .

plate の場合のこの事実はそもそもいかなる基本的性質から生じたかを復習すると、これは (2.2) がそれぞれ  $\Pi^+$  および  $\Pi^-$  の基準曲線になつてゐることが原因である。このために Fig. 2 で  $\Pi^-$  曲線は  $l=1$  曲線になら乱されることなく、 $m=3$  曲線のみに頼つてゐる。これに反し  $\Pi^+$  曲線は、(2.4) で見たごとく  $l=1$  曲線に無関係であり得ず、 $l=1$  曲線をよぎるさいに基準曲線を  $m=2$  から  $m=4$  に変えている。

### § 3 半無限剛体の上に一つの固体層がのつている場合

すでに発表したごとく (TAZIME, 1959),  $c/v_p > 1$  に対しては、(1.1) は次のごとく書かれる。



$$\sin^2 \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H - AA' \sin^2 \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H = l^2, \quad (3.1)$$

ただし 
$$l^2 = \frac{1}{2} \{1 - AA' + (1 - A^2)^{\frac{1}{2}} (1 - A'^2)^{\frac{1}{2}}\}.$$

以前の計算では (3.1) を

$$\sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H = \pm \left\{ l^2 + AA' \sin^2 \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

と変形させて, graphycal に解を見付けた. この方法は (TAZIME, 1959) の Fig. 7 に示したとおりである. しかし, この方法では, (3.2) のごとく強引ながら一応は因数分解を行なつたにもかかわらず, M<sup>(1)</sup> と M<sup>(2)</sup> との系統的な分類はできなかつた.

そこで, (3.1) において再び  $c \gg v_p$  なる場合を考えると, (TAZIME, 1959) の Fig. 6 に見るごとく,  $A \rightarrow -1$ ,  $A' \rightarrow 1$  以前に  $l = 1$  となる. ゆえに (3.1) は  $c > v_p$  では次のごとく因数分解されやすいことが判る.

$$\left. \begin{aligned} \cos \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H - (-AA')^{\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H &= 0 \quad \text{for } M^{(1)}, \\ \cos \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H + (-AA')^{\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H &= 0 \quad \text{for } M^{(2)}. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

(3.3) の M<sup>(1)</sup> と M<sup>(2)</sup> との分類は, それぞれの第 0 次を比較して行なつた.

(3.3) にさらに  $c \gg v_p$  の条件, すなわち  $A = -1$ ,  $A' = 1$  を代入すると, (2.3) に対応する次式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} (\tan \bar{\alpha} H/2 + 1) (\tan \bar{\beta} H/2 - 1) &= 0 \quad \text{for } M^{(1)}, \\ (\tan \bar{\alpha} H/2 - 1) (\tan \bar{\beta} H/2 + 1) &= 0 \quad \text{for } M^{(2)}. \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

ゆえに

$$\bar{\alpha} H = \frac{1}{2} (2l + 1) \pi, \quad \bar{\beta} H = \frac{1}{2} (2m + 1) \pi \quad (3.5)$$

なる曲線を考えると, (3.4) は次のごとく書き換えられる.

$$\left. \begin{aligned} l \text{ odd, } \quad m \text{ even} &\quad \text{for } M^{(1)}, \\ l \text{ even, } \quad m \text{ odd} &\quad \text{for } M^{(2)}. \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

(3.6) を (2.4) と対比させて見ると, 今度は (3.5) が (3.1) の基準曲線とみなせそうである.

$\sigma = 0.48$ ,  $c/v_p = 10$  に対しては  $l = 1$  なので, (3.3) により graphycal に解を求めると Fig. 3 のごとくなる.

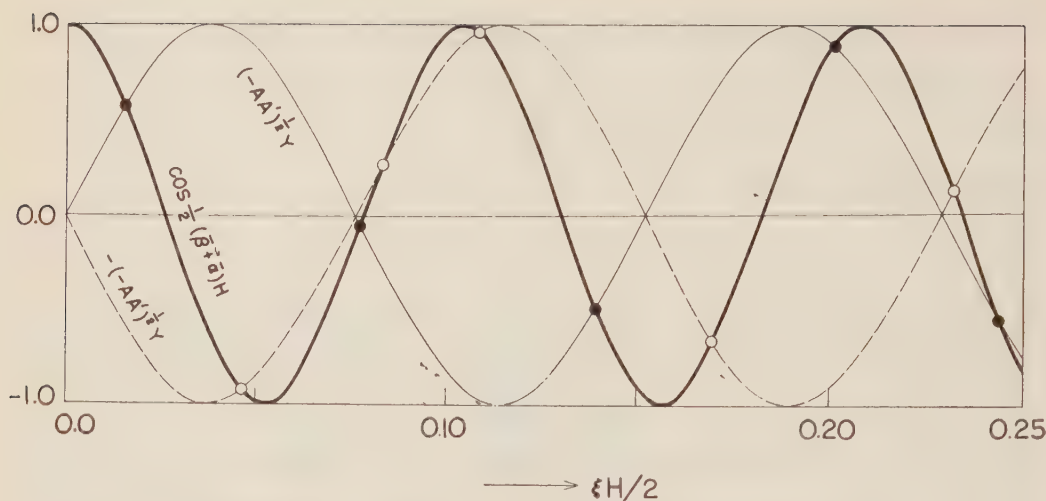


Fig. 3. Procedure for graphical solution of (3.3) when  $l$  in (3.1) becomes 1.

この図の太実線は  $\cos(\bar{\beta} + \bar{\alpha})H/2$  で、細実線および細破線はそれぞれ  $\pm(-AA')^{1/2} \sin(\bar{\beta} - \bar{\alpha})H/2$  を表わしている。したがって黒丸は  $M^{(1)}$  に対応し、白丸は  $M^{(2)}$  に対応する。かくのごとく、 $l=1$  である領域では、(3.1) は (3.3) のごとく完全に因数分解されるので、ここまでの事情は plate の場合と全く似ている。

しかし  $\sigma=0.48$ ,  $c/v_p=1.5$  では  $l$  はもはや 1.00 ではなくて 0.97 である。ゆえに (3.1) は実際は因数分解されないのであるが、(3.3) を念頭において、形式的に次のごとく因数分解してみる。

$$\left\{ l^2 - \sin^2 \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H \right\}^{1/2} = \pm (-AA')^{1/2} \sin \frac{1}{2} (\bar{\beta} - \bar{\alpha}) H \text{ for } \begin{cases} M^{(1)} \\ M^{(2)} \end{cases}. \quad (3.7)$$

(3.7) に  $l=1$  を代入すると (3.3) に帰着するとき形式を選んだのであつて、この点が (3.2) との相異である。

さて今度の graphycal 解法を図示すると Fig. 4 になる。太実線、細実線および細破線の意味は Fig. 3 と同じである。 $l$  が 1 より明らかに小さくなったために (3.7) の左辺が点線で示した  $\cos \frac{1}{2} (\bar{\beta} + \bar{\alpha}) H$  曲線からいくぶん歪んだものとみなすことができる。

このような考え方で、(3.7) を使って以前に計算した (TAZIME, 1959) 分散曲線を求め直してみると  $\sigma=0.45$  に対しては Fig. 5 が得られる。この図の太実線は Fig. 3 および 4 の黒丸を追跡した曲線であり、太点線は白丸を追跡した曲線である。また鎖線は (3.5) の  $l$  曲線、細実線および細点線は (3.5) の  $m$  曲線でそれぞれ  $m$  の奇数および偶数に対応している。(TAZIME, 1959) の Fig. 11 と今度の Fig. 5 とを比較してみると、大きな相異がある。この



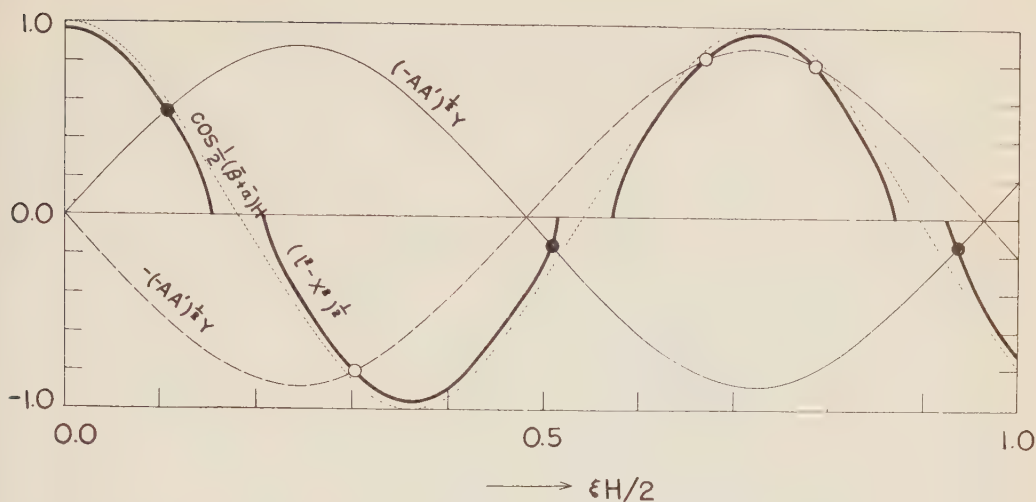


Fig. 4. Procedure for graphical solution of (3.7) when  $l$  in (3.1) is different from 1.

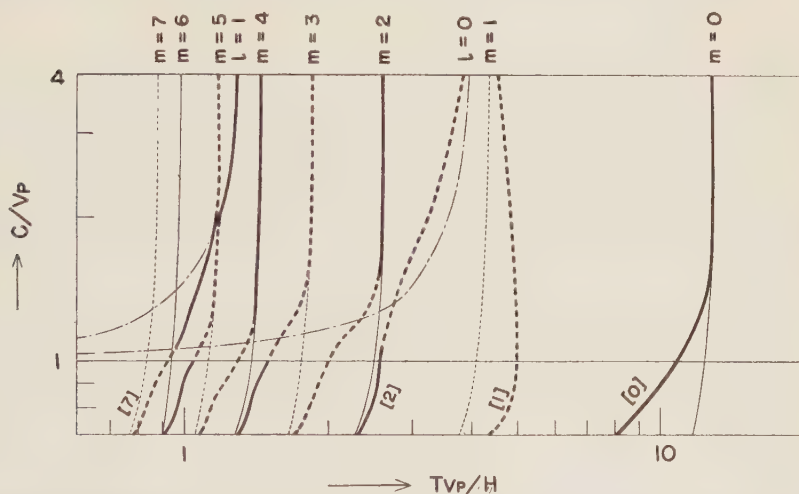


Fig. 5. Dispersion curves for M waves in a layer over a half space absolutely rigid when  $\sigma=0.45$ . Thick full lines are obtained from black circles and thick dotted lines from white circles in Figs. 3 and 4.

相異を詳しく見るために、Fig. 5 の一部を拡大して Fig. 6 に示した。以前には plate の場合に持った想定に眩惑されて、実は Fig. 6 の  $B$  点と  $C$  点および  $A$  点と  $D$  点とをそれぞれつないだのであった。今回、 $(A, B)$  と  $(C, D)$  の間をさらに詳しく計算してみたところ、Fig. 6 に示したごとく、 $A$  点は  $D$  点にはつながらず、却って  $C$  点につながる事が判つた。これと同じ食い違いを生じた他の箇所、または Poisson 比が 0.45 とは違う他の例についても調べ直したところ、いずれも Fig. 6 に示したごとく、鎖線を横切るさいに太点線は太

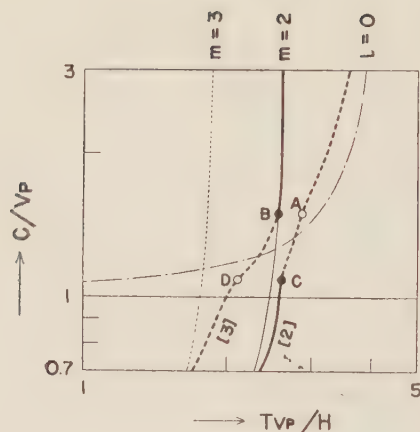


Fig. 6. A part of Fig. 5. Two curves do not intersect each other.

実線に移り、太実線は太点線に移ることが確かめられた。

Fig. 2 と Fig. 6 とを比較すると、plate の場合と半無限剛体の上に一つの固体層がある場合の違いがはつきりする。

前者では奇数の  $l$  曲線によつては点線で示した  $\Pi^-$  曲線は何らの影響をも受けず、実線で示した  $\Pi^+$  曲線のみが影響を受ける。偶数の  $l$  曲線によつては影響の受け方がいと逆である。かくのごとく  $\Pi^+$  曲線も  $\Pi^-$  曲線も奇数または偶数の  $l$  曲線によつて影響を受けはするが、 $l$  曲線を横切つた後も、実線は実線に点線は点線につながる。以上の事実は (1.1) が、位相速度のいかに関係せず、(2.1) のごとく完全に因数分解されている結果を示しているのである。これに反し、後者では太実線および太点線が、奇数、偶数の区別なく、すべての  $l$  曲線に影響される。しかも影響の受け方も plate の場合と異なり、 $l$  曲線を横切ると (3.7) で定義した所属が逆になるのである。

半無限剛体の上に一つの固体層がある場合の  $M$  波について、さらに立ち入つた考察を試みるならば、(3.6) により偶数次の  $l$  曲線は点線と組になり、奇数次の  $l$  曲線は実線と組になることが予想される。この眼で Fig. 5 を見ると  $l=0$  の近くには太点線が密集し、 $l=1$  の近くには太実線が密集している。したがつて Poisson 比が 0.50 になつた極限を考えると、偶数次の  $l$  曲線が (3.6) で  $M^{(2)}$  と名付けた曲線から合成され、奇数次の  $l$  曲線は  $M^{(1)}$  と名付けた曲線から合成されることになる。この結論は (TAZIME, 1959) で提出した結論と同じである。

#### §4 半無限固体の上に一つの固体層がのつている場合

$v_{s2} > c > v_{p1}$  に対しては、(1.1) は次のごとく書かれる。

$$\cos \{ (\bar{\beta}_1 + \bar{\alpha}_1) H + \epsilon \} + A \Gamma \cos \{ (\bar{\beta}_1 - \bar{\alpha}_1) H + \epsilon' \} = \pm (1 - A^2)^{\frac{1}{2}} (1 - \Gamma^2)^{\frac{1}{2}} \\ \text{for } A'_{BC} \leq 0. \quad (4.1)$$

ここで

$$A' = -\Gamma \exp i(\epsilon' - \epsilon), \quad D' = -\Gamma \exp \{-i(\epsilon' + \epsilon)\} \quad (4.2)$$

なることを考慮し, (4.1) から (3.1) に似た形の式を得るように試みると次のごとくになる.

$$\begin{aligned} \sin^2 \frac{1}{2} \{(\bar{\beta}_1 + \bar{\alpha}_1)H + \epsilon\} + A\Gamma \sin^2 \frac{1}{2} \{(\bar{\beta}_1 - \bar{\alpha}_1)H + \epsilon'\} \\ = \frac{1}{2} \{1 + A\Gamma \mp (1 - A^2)^{\frac{1}{2}} (1 - \Gamma^2)^{\frac{1}{2}}\} = l^2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

さらに (3.1) から (3.7) を導いたときと同様な手段を (4.3) に施せば次式に到達する.

$$\begin{aligned} -\left[\sin^2 \frac{1}{2} \{(\bar{\beta}_1 + \bar{\alpha}_1)H + \epsilon\} - l^2\right]^{\frac{1}{2}} = \pm (-A\Gamma)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2} \{(\bar{\beta}_1 - \bar{\alpha}_1)H + \epsilon'\} \\ \text{for } \begin{cases} M^{(1)} \\ M^{(2)} \end{cases}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

(4.4) で M<sup>(1)</sup> と M<sup>(2)</sup> との分類は M<sub>0</sub><sup>(1)</sup> が v<sub>R1</sub> から始まって v<sub>R2</sub> で終るように考慮されている. (4.4) に

$$\epsilon = \pi, \quad \epsilon' = 0 \quad (4.5)$$

を代入すれば (3.7) に帰着する.

plate とか半無限空間が剛体の場合とは違つて, 今度の場合は  $c > v_{s_2}$  では (1.1) は実根を持たぬ. ゆえに  $c \gg v_{p_1}$  で  $A \rightarrow -1$  となるごとき極限の値を採用することができぬ. この結果,  $c \gg v_{p_1}$  の条件から (2.1), (2.2) または (3.4) のごとき基準曲線を得ることはできない.

しかるにそれらの基準曲線は  $c \gg v_{p_1}$  の代わりに表層の POISSON 比  $\sigma_1$  を 0.50 とする条件からも得られることはすでに述べた通りである. ゆえに, 今度の場合も  $\sigma_1 \rightarrow 0.50$  の極限を考えてみると,

$$A = D \rightarrow -1, \quad D' \rightarrow 1, \quad BC \rightarrow 0, \quad B'C' \rightarrow 0 \quad (4.6)$$

なので, (1.1) は次のごとくなる.

$$(1 + A'e^{-2i\alpha_1 H})(1 + e^{-2i\beta_1 H}) = 0. \quad (4.7)$$

ゆえに  $v_{s_2} > c > v_{p_1}$  では

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha}_1 H = -\tan^{-1} \left[ \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \left( \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_2} \right) \left\{ \left( 1 - 2 \frac{v_{s_1}}{c^2} \right)^2 - 4 \frac{\hat{\alpha}_2}{\xi} \frac{\hat{\beta}_2}{\xi} \left( \frac{v_{s_2}}{c} \right)^4 \right\} \right] + l\pi, \\ \text{または} \quad \bar{\beta}_1 H = \frac{1}{2} \pi + m\pi. \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

(4.8) は  $v_{s_2} \rightarrow \infty$  とすれば (3.5) に帰着するので, (4.8) の両曲線を (4.4) の基準曲線と考え, それぞれ  $l$  および  $m$  曲線と名付けると, 再び (3.6) と同じ対応が得られる.



実際に (4.4) を解き  $M^{(1)}$  部分を太実線で、 $M^{(2)}$  部分を太点線で画いてみると、 $v_{p2}/v_{p1}$  や Poisson 比のいかんに関せず、性格的には Fig. 5 と同じ結果が得られた。 $\rho_2/\rho_1 = 1$ 、 $v_{p2}/v_{p1} = 4$ 、 $\sigma_1 = 0.48$ 、 $\sigma_2 = 0.25$  の場合の分散曲線の一部を拡大して示すと、Fig. 7 のごとくである。

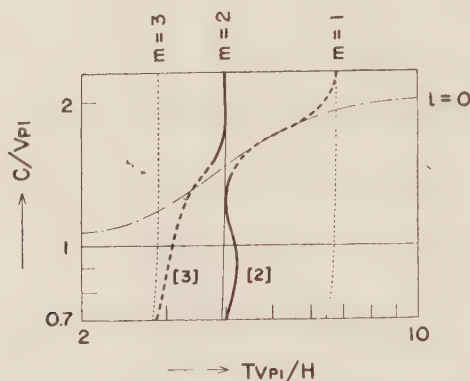


Fig. 7. A part of dispersion curves when  $\rho_2/\rho_1=1$ ,  $v_{p2}/v_{p1}=4$ ,  $\sigma_1=0.48$  and  $\sigma_2=0.25$ .

Fig. 7 は Fig. 6 と全く同じ傾向を示していて、 $l$  曲線を通過するさいに [2] は太点線から太実線に変わるのである。plate の場合は Fig. 2 に示したごとく位相速度の上限から下限まで実線のまま、または点線のままであつた。これに反し、Fig. 6 とか Fig. 7 では一本の分散曲線上で、点線になつたり実線になつたりしているのである。

### §5 M 波の分枝の命名法

(2.1) の形式にあうように (3.7) および (4.4) のごとき分類を行なつてみた。しかし (3.7)、(4.4) では 1 本の連続した分散曲線上で  $M^{(1)}$  部と  $M^{(2)}$  部とが入り混じることになつた。また plate の場合以外は分散曲線は交叉しないことも判つた。

未だ振巾については調べていないので、粒子の回転の向き、層内の振巾分布および上下と水平成分との振巾比といった物理的性格から分類法を考えるに至つていない。

ただし名前を決めておかぬと不便なので、分類法に関し、結局何らの手がかりも得られなかつたにもかかわらず、いくつかの命名法を挙げてみることにする。

(i) 全く白紙の立場に立てば、(1.1) の解を  $\xi H$  の小さいものから順に並べるより致し方ない。

$$M_n, \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.1)$$

(ii) (1.2) を強調するならば次のごとくなる。

$$M^{(1)}, \quad M_n^{(2)}, \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.2)$$

(iii) TOLSTOY and USDIN の慣例により,  $\xi H$  の小さいものから交互に

$$M_{1n}, M_{2n}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.3)$$

と書く.

(iv)  $c \rightarrow v_{s_1}$  では (3.5), (4.8) の基準曲線  $m$  への所属が決まるので, (3.6) に従つて分類し,

$$M_n^{(1)}, M_n^{(2)}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (5.4)$$

と書く.

(5.3) と (5.4) とは実際上も思想的にも大差ない. 以上は連続した一本ごとの分散曲線についての命名法である.

ゆえにもしも波としての性格が (3.7) および (4.4) のごとく分類されるものとすれば, Fig. 7 で見たごとく, 一本の分散曲線が M<sup>(1)</sup> 部と M<sup>(2)</sup> 部とから成り立っていることになる.

KANAI (1951) は表層内の振巾分布を調べた結果, (5.4) の命名法によれば, M<sub>0</sub><sup>(2)</sup> は M<sub>0</sub><sup>(1)</sup> の高次の波とはみなせぬと述べている. しかし  $n \neq 0$  については未だ判っていないので, KANAI の主張を認めても未だ (5.2) とすべきか (5.4) と書くべきかの決め手は得られていない.

M<sub>0</sub><sup>(1)</sup> も M<sub>0</sub><sup>(2)</sup> も分散曲線の途中で粒子の回転の向きが逆転する. しかし (3.7), (4.4) の分類法では  $n = 0$  のときは Fig. 5 に示したごとく M<sup>(1)</sup>, M<sup>(2)</sup> の所属を変えることはない.

いまの段階では (5.3), (5.4) はあまり意味がない. むしろ誤まつた先入観を持たせる危険がある. もつと多くの物理性が将来明らかにされるまでは, 強いて分類にとらわれることなく (5.1) の記号を使っているのが無難であろう. もつとも (5.3) がいま程度普及している現在では, 混乱を避けるために, (1.1) の根と波とを区別して, (5.1) の代わりに

$$R_n \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (5.5)$$

を用いたほうがよいかも知れぬ.

#### 参 考 文 献

- KANAI, K. 1951: On the M<sub>2</sub>-waves, Bull. Earthq. Res. Inst., **29**, 39—48.  
 SEZAWA, K. and KANAI, K. 1935: The M<sub>2</sub>-Seismic Waves, Bull. Earthq. Res. Inst., **13**, 471—475.  
 TAZIME, K. 1958 a: Ray-theoretical Construction of Dispersive RAYLEIGH Waves, Journ. Phys. Earth, **6**, 81—89.  
 1958b: Transition from Solid to Liquid Superficial Waves in a Plate. Journ. Phys. Earth, **6**, 91—99.  
 1959: Transition from Dispersive RAYLEIGH Waves to Sound Waves in a Layer over a Half Space Absolutely Rigid, Journ. Fac. Sci. Geophys., **1**, 163—179.  
 TOLSTOY, I. and USDIN, E. 1953: Dispersive Properties of Stratified Elastic and Liquid Media, Geophysics, **18**, 844—870.

# 爆破地震動観測による日本中部の地殻構造

## 第1部 御母衣爆破地震動の観測

爆破地震動研究グループ

(昭和 36 年 3 月 31 日受理)

### Crustal Structure in Central Japan as Derived from the Miboro Explosion-Seismic Observations

#### Part 1. Explosions and Seismic Observations

The Research Group for Explosion Seismology

(Received March 31, 1961)

Since September 1957, several scores of tons of explosives have been detonated many times, for quarrying purpose connected with construction of a rock-fill dam at the site of Miboro-valley, Gifu Prefecture.

The Research Group for Explosion Seismology has carried out successfully systematic observations of seismic waves from the six quarry blasts, in order to get information about the crustal structure in central Japan, over Kwantô, Tyûbu, Kinki and Tyûgoku Districts. Our temporary observation stations, 75 in total, were spread to a distance of about 300 km mainly along the Eastern profile and the Western profiles A and B, as shown in Figs. 4 and 5. Observed data and time-distance graphs of first seismic arrivals are given in this paper.

#### §1. ま え が き

1957 年 9 月以来、岐阜県大野郡白川村御母衣においては、電源開発株式会社によつて、ロックフィルダム建設工事に伴う採石を目的とした大爆破がたびたび実施されてきたが、爆破地震動研究グループは、これらの爆破を利用して関東、中部、近畿、中国の各地域にわたる地殻構造を研究するために、6 回におよぶ組織的な地震動観測を行なつた。以下、この観測の概要ならびに結果について報告する。

#### §2. 爆破点の状況

採石のための爆破が行なわれた福島谷は、庄川支流に位置し、標高 800~900 m、白山東南麓にある峡谷であつて、附近の地質は主として花崗斑岩より成る。御母衣ダムサイトおよび福島谷附近の地形図は Fig. 1 に、われわれの観測に係する爆破点の位置、各回の発破地域の詳細は Fig. 2 および Fig. 3 に示した。

Fig. 3 に示されるように、各回の発破方式はつぎの通りである。



I～V回： 坑道式

VI 回： ペンチカット式

I～V回の発破地域は採石効果から見て、空間的にかなり大きい拡がりをもつが、第VI回はペンチ・カット方式のみで行なわれ、内径 10', 鉛直坑長 25～30 m の 6 本の爆破坑による集中発破であった。なお、この回のみは夜間に実施された。発火方法については、各坑道または爆破坑ごとに装填された火薬に連なる導爆線を 1 ケ所に集めて 雷管に連結し、200～300 m 隔つた地点に設置されたスイッチ・ボードにおいてナイフ・スイッチの操作により、AC 200 V 直結でこの雷管に点火する方式が採用された。

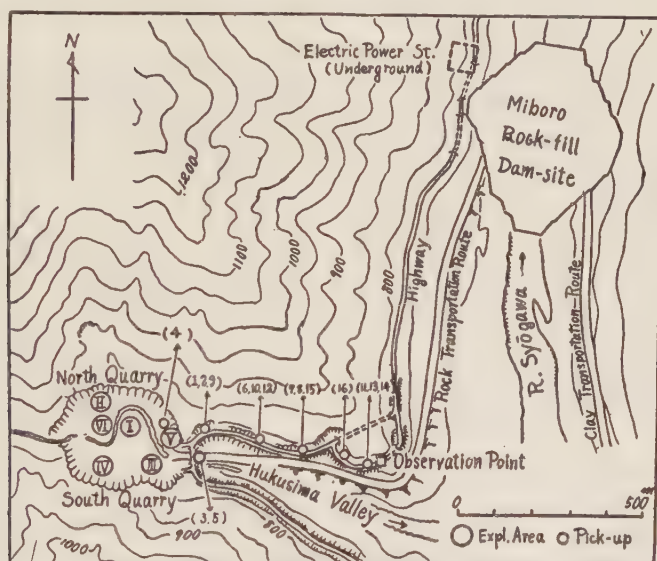


Fig. 1. Topographical map of Miboro dam-site and quarry area in Hukusima-valley.



Fig. 2. View of I-VI explosion areas in Hukusima-valley.

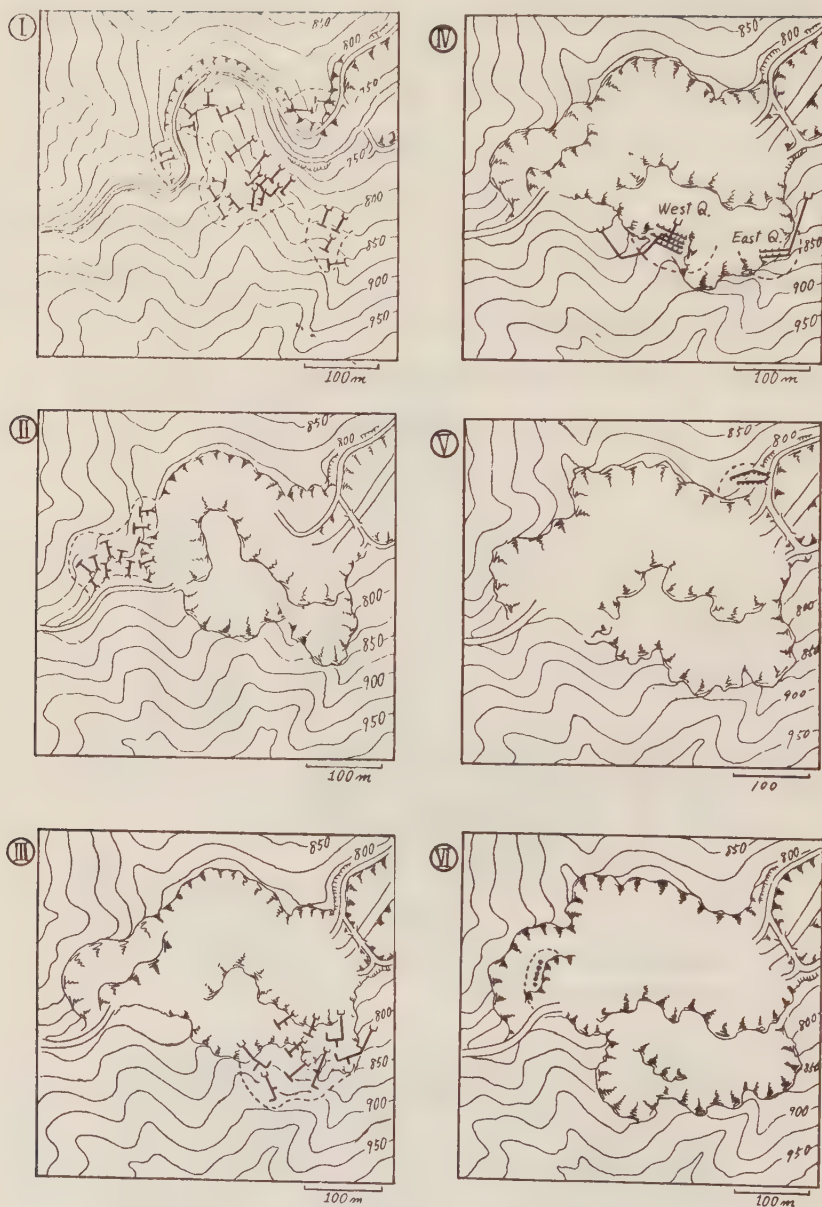


Fig. 3. Details of explosion feature (I-VI).

- Coyote-tunnel blast system.
- Bench-cut blast hole system.
- Quarry area.

観測を行なった各回の爆破の時刻、火薬量は Table 1 に示した通りである

Table 1. Observations of the Miboro explosions.

No. of Explosion	Shot time	Amount of charge (tons)	Number of stations
I	1957, Dec. 21, 12h 00m00.831s	86	Shot point, Eastern profile: 8 observation stations, Western profile: 8 observation stations
II	1958, Mar. 5, 12 00	81	Matusiro, Tukuba, Kyoto, Abuyama
III	1958, June 15, 12 00 01.754	155	Shot point, Eastern profile: 15 observation stations, Western profile: 4 observation stations
IV	1959, Apr. 5, 12 00 01.276	77	Shot point, Eastern profile: 3 observation stations, Western profile: 7 observation stations
V	1959, Nov. 20, 12 00 01.173	30	Shot point, Western profile: 14 observation stations
VI	1960, June 10, 01 05 00.906	2.67	Shot point, Western profile: 12 observation stations

### § 3. 観測の概要

観測点は Fig. 4 および 5 に示されるように、主として中部—関東北部—東北南部地方に到る測線（東方測線）、北陸—近畿北部—中国地方に伸びる測線（西方Ⅰ測線）、および近畿地方中部を横切る測線（西方Ⅱ測線）上に配置された。各回ごとの観測点数は Table 1 に附記されている。なお、上の図には参考のために、さきに行なわれた野反および鉾田爆破の爆破点<sup>1)</sup>も記入してある。

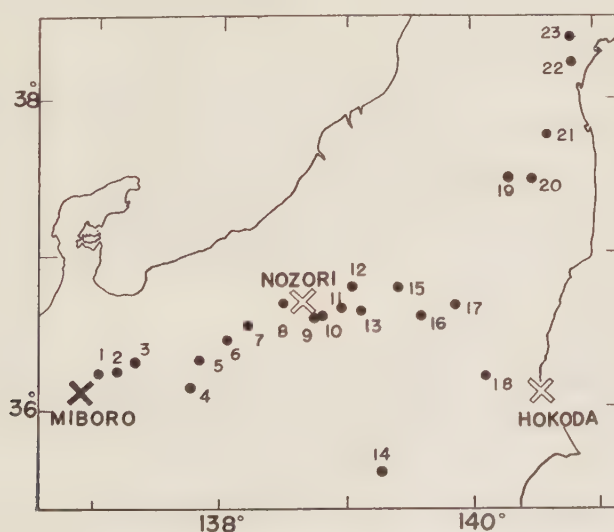


Fig. 4. Observation stations in the Eastern profile.



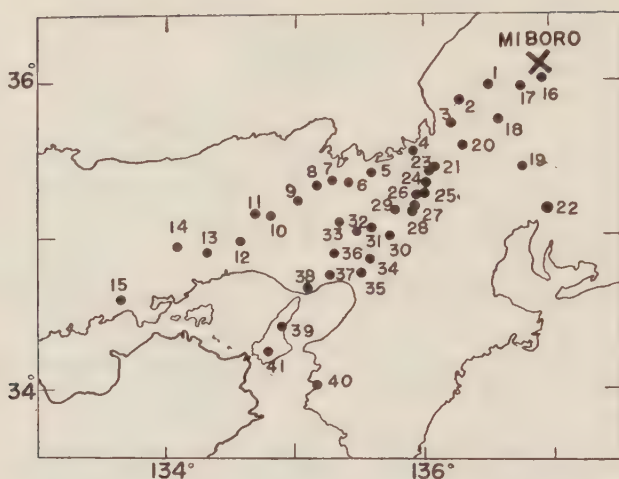


Fig. 5. Observation stations in the Western profile.

これらの観測点の名称、位置、震央距離、爆破点からの方向等は、その観測点における観測計器、観測者とともに観測回別に Tables 2~7 に示した。観測点と爆破点の位置は三角測量に基づく方法で決定された。なお、震央距離は、各観測点と爆破地域のうちそれぞれの観測点に最も近い薬室との距離を表わす。

観測計器は、大部分の観測点では従来と同様、固有振動数 3 c/s の pick up を使用し、これを増巾器に接続し、電磁オシログラフで記録した。刻時は JJY のラジオ・シグナルを直接オシロペーパーに記録する方式を採った。なお、第3回観測の際、神岡では ETL-M-3 型地震探鉱用器械を用い反射を記録した<sup>2)</sup>。

#### §4. 観測結果

観測の結果は、数点を除いて良好な記録を得ることができた。上記6回の爆破で得られた各観測点の記録について、整理委員がそれぞれ独立に読み取りを行ない、それらを比較して妥当な値を採用した。読み取りの精度を示すために、初動の明瞭度、刻時の良好度などを考慮してつぎの4段階に分類した。

a:  $\Delta t \leq 0.02 \text{ sec}$

b:  $0.02 < \Delta t \leq 0.05 \text{ sec}$

c:  $0.05 < \Delta t \leq 0.1 \text{ sec}$

d:  $0.1 < \Delta t \text{ sec}$

Tables 8~13 は各観測点における初動および顕著な later phase の到着時刻を6回の爆破別に示したものである。

Table 2. Observation stations in the 1st Miboro explosion. (Dec. 21, 1957)

Shot point and Station	$\varphi$	$\lambda$	H(m)	$\Delta$ (km)	$\Theta$	Apparatus	Observer
0	36° 7' 22" 6N	136° 54' 26" 5E	790~840	0.000	N48° 0' E 59 8.0	27 c/s E. T. L. $\times 3$	Ninagawa Kamata Kawashima
E 7	36 32 22.4	138 12 23.6	383	125.401	68 22.9	ND 3V, Benioff V	Suyehiro Yamagishi
E14	35 37 52.7	139 16 45.2	195	220.915	104 17.2	1H, ND 3 V 2	Utsu, Usami
E18	36 12 38.6	140 6 39.9	286	288.297	88 3.9	10 V, 1 V, 1 H	T. Matsumoto
E19	37 30 17.5	140 17 54.5	516	339.197	63 7.4	1 V, 3 V 2	Asano, Asanuma
E20	37 29 28.3	140 28 53.2	344	353.003	64 32.9	ND 3 V	Santo, Karakama, Goto
E21	37 46 5.8	140 38 11.7	163	378.909	62 12.7	ND 3 V 2	E. Shima, Sibano
E22	38 14 32.9	140 17 54.5	128	422.052	56 9.3	ND 3 V, 3 H 2	Mine, Ishigaki
E23	38 24 0.6	140 51 0.3	49	431.327	54 9.1	0.8H, 0.7H, ND 3.5V	Z. Suzuki, T. Sato
W 1	35 59 30.2	136 30 2.2	171	39.368	N111 40.1W	2H, Strainmeter	Otsuka, T. Tanaka
W19	35 27 35.1	136 46 53.3	50	74.358	161 12.5	ND 3 V	Muramatsu, Yabashi
W20	35 35 30.2	136 18 14.4	340	80.185	137 14.6	14 V 2, 3 V	Okano, Y. Kobayashi, Kawamoto
W22	35 9 9.9	136 58 19.5	53	107.716		3 V 2	Wada
W28	35 10 52.2	135 54 44.4	128	137.878	139 13.6	2 V, 2 H 2	Mikumo, Funabiki
W30	35 1 30.0	135 46 58.0	54	158.735	140 4.5	2 V	Kamitsuki, Okamoto
W34	34 51 24.4	135 34 22.4	215	185.356	139 14.3	1.3 V, 1 V	Kubodera,
W40	34 2 40.4	135 9 47.0	5	279.995	145 23.9	3 V	Ozawa, Fujiwara

Surveyer: A. Okada

Table 3. Observation stations in the 2nd Miboro explosion. (Mar. 5, 1958)

Shot point and Station	$\varphi$	$\lambda$	H(m)	$\Delta$ (km)	$\Theta$	Apparatus	Observer
0	36° 7' 24" 3N	136° 54' 17" 1E	895	0			
E 7	36 32 22.4	138 12 23.6	383	125.691	N 68° 19' E	ND 3 V 2	Suyehiro
E18	36 12 38.6	140 6 39.9	286	288.599	88 2	3 V 2, 1 H	T. Matsumoto
W30	35 1 30.0	135 46 58.0	54	158.593	N140 5 W	2 V 2	Mikumo, Otsuka
W34	34 51 24.4	135 34 22.4	215	185.208	139 14	3 V, 1 V	Okano

Table 4. Observation stations in the 3rd Miboro explosion (June 15, 1958)

Shot point and Station		$\varphi$	$\lambda$	$H(m)$	$\Delta(km)$	$\Theta$	Apparatus	Observer
0	Miboro	36° 7'18"7N	136°54'29"3E	815	0	N	S. S. C $\times$ 3	Ninagawa, Hirasawa, Kawashima, Furuya
	No. 1				0.124	19°		
	No. 2				0.277	28		
	No. 3				0.526	59		
E 1	Myôgase	36 13 30.7	137 1 16.2	650	15.239	41° 34'0	15V (E.T.L.), 3V, 3H	Wada, Shichi
E 2	Kotakari	36 14 22.2	137 9 30.0	530	25.930	59 53.2	2V, 2H, Strainmeter	Ôtsuka, T. Tanaka
E 3	Kamioka	36 17 53.1	137 19 3.3	568	41.585	62 3.9	E. T. L. $\times$ 12	Murauchi, Asanuma
E 4	Inekoki	36 9 29.5	137 45 57.6	831	77.222	87 0.6	4V, 2V	Muramatsu, Yabashi
E 5	Hotaka	36 19 39.2	137 49 21.1	988	85.224	74 29.0	3V 3	Nakajima, Yamazaki
E 6	Omi	36 27 47.0	138 2 34.6	756	108.614	69 40.1	3V	H. Okada, Takeuchi
E 7	Matusiro	36 32 22.4	138 12 23.6	383	125.354	68 19.1	Benioff	
E 8	Hoppo	36 43 39.1	138 30 39.8	1670	158.578	64 56.6	3V	Suyehiro, Takeyama
E10	Sawatari	36 37 1.6	138 46 39.8	515	176.440	71 51.9	3V 2	E. Shima, Yanagisawa
E11	Takayama	36 37 40.6	138 58 7.0	604	193.124	73 6.4	3V 2	Asada, Terashima, Kurimoto
E12	Huziware	36 48 5.8	139 2 56.7	604	206.080	68 32.7	3H, 1.3 V, 2.8 V	Santo, Karakama
E13	Kawaba	36 40 11.2	139 6 30.0	497	206.418	72 52.9	3V 3	Asano, Oguchi
E15	Yumoto	36 18 6.9	139 25 19.5	1498	237.510	71 29.5	3.4 V, 2H 2	Z. Suzuki, H. Shima, Emura
E16	Nisioasi	36 37 48.0	139 36 32.2	405	248.702	76 54.3	3V, 6V, 6H	Utsu, Usami
E18	Tukuba	36 12 38.6	140 6 39.9	286	288.218	88 2.4	3V, 1V	T. Matsumoto, Saito
W24	Sin'asahi	35 21 8.2	136 0 59.4	148	117.353	136 37.8	1.5 V	Ozawa, Fujiwara
W34	Abuyama	34 51 24.4	135 34 22.4	215	185.303	139 11.8	1V	Kubodera, H. Watanabe
W37	Rokkô	34 45 52.7	135 14 56.6	868	212.866	134 59.3	3V	Okano, Nishi
W39	Sizuki	34 25 52.9	134 53 50.6	20	261.860	135 42.6	3V, 2V	Mikumo, Kamitsuki

Surveyer: A. Okada



Table 5. Observation stations in the 4th Miboro explosion. (Apr. 5, 1959)

Shot point and Station	$\varphi$	$\lambda$	H(m)	$\Delta$ (km)	$\theta$	Apparatus	Observer
0	36° 7'18"8N	136°54'20"2E	850	0 (*)	N	(made in NEC) 28 c/s " "	Furuya, Hirasawa, Kamata
(b)(*)	36 7 18.0	136 54 31.3	815	0 (*)	E		
No. 1			770	0.192	17°		
No. 2			775	0.385	41		
No. 3			775	0.575	55		
W10	35 9 42.5	134 48 18.1	355	218.008	240°45'5	3 V	Okano
W12	34 58 41.4	134 33 24.4	86	247.874	249 13.0	3 V 2	Usami, Utsu, Asanuma
W26	35 17 4.9	135 56 40.6	282	127.233	223 6.9	Den 1V2, Den 3.5 H 2	Terashima, Oguchi, Den
W32	35 2 0.7	135 28 22.3	355	177.306	226 59.0	3 V 1	Muramatu, Kajita
W33	35 6 58.6	135 20 30.3	298	180.312	231 46.8	3 V, 3 H 2	Tamaki, Kawamoto
W38	34 39 31.6	135 5 54.4	110	230.849	225 19.7	3 V 2	Mikumo, Ôtsuka, Nakajo
W41	34 16 9.9	134 46 53.2	125	282.195	223 16.3	3 V 3, 1 V	Santo, Tsujiura, Maruyama
E 7	36 32 22.4	138 12 23.6	383	125.418	68 19.0	Benioff	
E 9	36 36 19.4	138 43 37.5	696	171.774	71 47.7	3 V 3	Nakajima, Yamazaki
E17	36 41 15.8	139 50 4.6	355	274.064	73 14.1	3 V 2	Asano, Yanagisawa

(\*) (a) is a standard point for western stations.

(b) is a standard point for eastern and near-by stations.

Surveyer: A. Okada

Table 6. Observation stations in the 5th Miboro explosion. (Nov. 20, 1959)

Shot point and Station		$\phi$	$\lambda$	$H(m)$	$\Delta(km)$	$\Theta$	Apparatus	Observer
0	Miboro No. 1 No. 2 No. 3	36°7'26''28N	136°54'29''76E	770		N 56° 71 73		Ninagawa, Ichikawa, Tamura
W 2	Nakai	35 52 56.5	136 16 38.1	104	62.886	N 115 13.8	3 V 2	Asanuma, Iino
W 3	Utuo	35 43 37.0	136 13 47.4	201	75.421	125 44.1	3 V	Nakajima, Yamazaki
W 5	Öi	35 26 45.4	135 36 14.4	45	139.853	122 32.2	3 V 3	Muramatsu, Komatsu
W 6	Yatuai	35 21 6.5	135 24 58.2	197	159.851	122 24.2	3 V 2	T. Matsumoto, Karakama
W 7	Yasiro	35 22 52.3	135 18 4.9	125	167.055	119 33.3	1 H, 1 V	Terashima, Noguti
W 8	Hukutiyama	35 20 19.5	135 10 15.8	155	179.672	118 59.9	ND 3, DK 1 V	Onda, Seino, Hotta
W 9	Aogaki	35 14 11.4	135 1 34.1	179	196.761	120 1.6	3 V 2	Sakai, Hamanatsu
W11	Kawakami	35 9 4.5	134 42 45.0	466	226.243	118 29.1	3 H 2, 3 V	Kawamoto and two others
W13	Kamigori	34 53 51.2	134 21 12.0	189	268.723	120 24.8	3 V, 1 H 2	Hori, Tsujiura, Ando
W14	Yanahara	34 57 5.8	134 4 32.5	122	287.882	116 51.1	3 V, 1 H 2	Santo, H. Matsumoto, Saito
W15	Yakage	34 35 12.6	133 38 17.4	105	342.602	119 50.4	4 V 2	E. Shima, Asano, Oguchi
W21	Kaizu	35 26 45.3	136 5 22.1	86	105.533	135 27.8		Takagi, Ito
W29	Bessyo	35 10 2.6	135 46 56.2	640	147.168	136 8.6	3 V	Okano, Wada
W31	Sikibigahara	35 3 47.5	135 36 49.5	498	166.155	135 5.5	3 V	Mikumo, Ôtsuka

Surveyer: A. Okada

Table 7. Observation stations in the 6th Miboro explosion. (June 10, 1960)

Shot point and Station	$\varphi$	$\lambda$	H(m)	$\Delta$ (km)	$\theta$		Apparatus	Observer
					N	E		
0 Miboro	36° 7' 23" N	136° 54' 18" E	794~812					Chujo, Mori, Kawashima
No. 1			780	0.170	51.9		S.S.G 26 c/s	
No. 2			775	0.373	77.8		"	
No. 3			770	0.487	77.1		"	
No. 4			770	0.646	79.6		"	
No. 5			770	0.755	79.0		"	
W 2 Nakai	35 52 58.1	136 16 37.3	107	62.596	115° 12.9'	3 V 2		Asanuma, Terashima
W 4 Mikata	35 32 52.0	135 55 7.6	90	109.619	125 36.9	3 V 2		Onda, Hotta
W 9 Aogaki	35 14 11.4	135 1 34.1	179	196.480	120 2.4	3 V 2, 2/3 H		Utsu, Hamanatsu
W16 Arabuti	36 1 43.9	136 57 33.8	789	11.545	165 0.9			Kumazawa, Aoki
W17 Itosiro	35 58 10.5	136 46 28.4	685	20.711	145 21.5	3 V 2, 1 V		Oguchi, Asano
W18 Ogawara	35 44 53.7	136 34 53.0	452	50.832	144 54.9	3 V 2, 3 H		Muramatsu, Kajita
W23 Kitoge	35 25 7.3	136 2 3.4	87	110.945	134 47.1	3 V 3		Nakajima, Yamazaki
W25 Sirahige	35 16 19.2	136 0 48.4	98	124.215	139 28.9	3 V 2		Saito, Karakana
W27 Kido	35 11 54.9	135 55 2.0	72	137.040	138 54.5	3 V		Otsuka, Mikumo
W34 Abuyama	34 51 24.4	135 34 22.4	215	185.333	139 17.3	3 V 2		Okano, H. Watanabe
W35 Senriyama	34 46 8	135 30 46	70	196.330	139 55.1	3 V		Kamitsuki
W36 Oharano	34 54 26.4	135 18 24.2	210	198.020	132 55.8	3 V, 3 H 2		Tanaki, Kawamoto

Surveyer: A. Okada



Table 8. Observational data of the 1st Miboro explosion.  
(Dec. 21, 1957)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases			
0	Miboro	12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>						
		00.831						
	No. 1	00.855	U	a				
	No. 2	00.933	U	a				
E 7	Matusiro	22. 70	U	b	28.37	41.5		
E 14	Asakawa	37. 16	D	a	43.18	44.98	01 m	
E 18	Tukuba	45. 04	D	b	48.31		04.00	
W 1	Ōno	07. 93	D	b	13.39			
W19	Gihu	13. 95	U	a	15.22	16.30	18.11	23.65
W20	Kinomoto	14. 91	U	b	17.10	24.67		
W28	Wani	24. 7	U	d	42.5			
W30	Kyoto	28. 3	D	d	48.3			
W34	Abuyama	32. 18	U	a	32.43	54.98		
W40	Suhara	44. 6	D	d	01 <sup>m</sup>			
					19.2	20.7		

Table 9. Observational data of the 2nd Miboro explosion.  
(Mar. 5, 1958)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases			
E 7	Matusiro	12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>						
		20.42	D	b	20.80	21.70	37.88	
W34	Abuyama	30.06	U	b	31.15	33.42		

Table 10. Observational data of the 3rd Miboro explosion.  
(June 15, 1958)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases
0	Miboro	12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 01 <sup>s</sup> .754			
	No. 1	01.874	U	a	
	No. 2	01.864	U	a	
	No. 3	01.903	U	a	
E 1	Myôgase	04. 66	U	a	09.66 10.33 12.41 14.35 19.78
E 2	Kotakari	06. 57	U	a	06.88 10.90
E 3	Kamioka	09. 12	U	a	09.89 10.29 11.13 12.60 12.99 14.47 15.15
E 4	Inekoki	15. 41	D	a	16.53 21.27 25.37
E 5	Hotaka	16. 60	D	b	17.56
E 6	Omi	20. 7	D	d	20.9 23.0 34.1 39.2
E 7	Matusiro	22. 9	D	d	
E 8	Hoppo	28. 97	D	b	29.45 32.68 36.08 49.25 49.80
E10	Sawatari	32. 3	D	d	
E11	Takayama	34. 33	D	a	
E12	Huziwara	35. 73	U	b	35.95
E13	Kawaba	35. 84	U	b	36.24 38.40 42.03 00.43 01.43 01 m
E15	Yumoto	40. 13	D	a	42.04 49.68 08.81 01 m
E16	Nisioasi	41. 36	D	b	41.55 45.74
E18	Tukuba	45. 92	D	b	47.66 48.73 55.90 07.26 20.65 27.75 01 m
W24	Sin'asahi	22. 0	U	d	23.1 30.5 39.3 42.2
W34	Abuyama	32. 6	U	d	
W37	Rokkô	37. 80	U	a	03.90 04.07 01 m
W39	Sizuki	46. 35	U	b	17.23 18.68

Table 11. Observational data of the 4th Miboro explosion.  
(Apr. 5, 1959)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases				
0	Miboro	12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>							
		01. <sup>s</sup> 276							
	No. 1	01.382		a					
	No. 2	01.385		a					
	No. 3	01.422		a					
W10	Ikuno	36. 36	U	d	36.65				
W12	Yamazaki	40. 35	U	a	42.58	43.52	72.02		
W26	Takasima	22. 28	D	c	23.78	40.27	40.58	40.82	41.10
W32	Kameoka	30. 94	U	c	31.05	31.57	53.15		
W33	Taki	31. 54	U	c	32.32				
W38	Tainohata	38. 38	U	c	38.42	40.78			
W41	Kitaama	44. 48	D	a	53.37				
E 7	Matusiro	23. 4	U	d					
E 9	Ôiwa	30, 29	D	d	31.35				
E 17	Sinoi	44. 5	D	d					

Table 12. Observational data of the 5th Miboro explosion.  
(Nov. 20, 1959)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases				
0	Miboro	12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>							
		1.73(*)							
	No. 1	1.762	U	a					
	No. 2	1.814	U	a					
	No. 3	1.846	U	a					
W 2	Nakai	12. 48	U	a	13.13				
W 3	Utuo	14. 77	D	a	14.95	15.28	24.09		
W 5	Ôi	25. 26	D	c	25.44	25.53	25.73	42.62	
W 6	Yatuai	28. 99	U	b					
W 7	Yasiro	29. 79	Pull	b	29.79	30.03	49.7		
W 8	Hukutiyama	31. 38		b	32.06	32.14	52.88		
W11	Kawakami	37. 64	D	a	37.97	39.34	65.66		
W13	Kamigori	43. 44	U	b	77.69				
W14	Yanahara	45. 99	D	b	46.45	46.54	49.98		
W15	Yakage	51. 34	U	d					
W21	Kaizu	19. 64	U	b	19.89	20.00	20.42	20.71	21.33
W29	Bessyo	26. 98	D	c	27.35	27.66	27.72	46.35	
W31	Sikibigahara	30. 13	D	a	30.45	50.3			

\* The shot time is checked using the data of Nakai station in the 6th Miboro explosion



Table 13. Observational data of the 6th Miboro explosion.  
(June 10, 1960)

Station		P	Di- rection	Accu- racy	Later phases				
0	Miboro	01 <sup>b</sup> 05 <sup>m</sup> 0.906							
	No. 1	0.955	U	a					
	No. 2	0.999	U	a					
	No. 3	1.020	U	a					
	No. 4	1.052	U	a					
	No. 5	1.075	U	a					
W 2	Nakai	11. 61	U	a	12.27				
W 4	Mikata	19. 94	U	a	19.97	20.38	20.40	20.44	21.00
W 9	Aogaki	33. 25	U	a	34.32	34.36	57.35		
W16	Arabuti	3. 00	U	a	4.65	4.89			
W17	Itosiro	4. 64	U	a	7.46	7.69			
W18	Ôgawara	9. 65	U	a	10.20	13.11			
W23	Kitoge	20. 38	D	b	21.13	21.16			
W25	Sirahige	22. 48	U	c	23.09				
W27	Kido	25. 86	D	c					
W34	Abuyama	31. 60	U	b	32.53	55.84	56.55		
W36	Ôharano	33. 64	U	c	33.79	34.37	58.09	58.13	

つぎに Tables 14, 15, 16 は以上の 6 回の観測結果を総合し、測線別に整理した値であつて、これから得られる走時図を Figs 6 及び 7 に示した。

発破点附近での観測は、発破点から約 800 m 以内に、各回 2~5 点の地震計を設置して、その附近の観測結果を得た。その走時表は Table 17 に、またその走時図は Fig. 8 に示してある。

なお、神岡で行なわれた反射波の観測では Table 18 に示すような走時を持つ顕著な phase が記録されたことを附記して置く<sup>3)</sup>。

以上の観測結果を解析して得られる各地域の地殻構造については本論文第 2 部に述べる予定である<sup>4)</sup>。

## § 5. 謝 辞

本観測は御母谷ダム建設工事担当の電源開発株式会社および株式会社間組の御協力により実施されたものである。また日本放送協会、東北、東京、中部、北陸、関西各電力会社、および関係府県庁当局、警察本部ならびに観測点所在の市町村役場、警察署からも多くの御便宜をはかつて頂いた、これらの各位に対し厚く感謝の意を表する次第である。

なお、この観測は東京大学地震研究所特別事業の一部として行なわれたものである。

Table 14. Travel times for the Eastern profile.

No. of Station	No. of observation	Station	$\Delta$ (km)	$P-O$ (sec)	$(P-O)-\Delta/6$ (sec)
E 1	III	Myogase	15.24	2.91	+0.37
" 2	"	Kotakari	25.93	4.82	+0.50
" 3	"	Kamioka	41.59	7.37	+0.44
" 4	"	Inekoki	77.22	13.66	+0.79
" 5	"	Hotaka	85.22	14.85	+0.65
" 6	"	Omi	108.61	18.8	+0.7
" 7	I	Matusiro	125.40	21.87	+0.98
" 8	III	Hoppo	158.58	27.22	+0.70
" 9	IV	Ōiwa	171.77	29.01	+0.38
" 10	III	Sawatari	176.44	30.4	+1.0
" 11	"	Takayama	193.12	32.58	+0.40
" 12	"	Huziwarra	206.08	33.98	-0.36
" 13	"	Kawaba	206.42	34.09	-0.31
" 14	I	Asakawa	220.92	36.33	-0.48
" 15	III	Yumoto	237.51	38.38	-1.20
" 16	"	Nisioasi	248.70	39.61	-1.84
" 17	IV	Sinoi	274.06	43.2	-2.5
" 18	III	Tukuba	288.22	44.17	-3.87

Table 15. Travel times for the Western profile (A).

No. of Station	No. of observation	Station	$\Delta$ (km)	$P-O$ (sec)	$(P-O)-\Delta/6$ (sec)
W 1	IV	Ōno	39.37	7.10	+0.54
" 2	I	Nakai	62.89(V) 62.60(VI)	10.75(V) 10.70(VI)	+0.27
" 3	VI	Utuo	75.42	13.04	+0.47
" 4	V VI	Mikata	109.62	19.03	+0.76
" 5	V	Ōi	139.85	23.53	+0.22
" 6	VI	Yatuai	159.85	27.26	+0.62
" 7	V	Yasiro	167.06	28.06	+0.22
" 8	V	Hukutiyama	179.67	29.65	-0.29
" 9	VI	Aogaki	196.48	32.34	-0.41
" 10	IV	Ikuno	218.01	35.07	-1.26
" 11	V	Kawakami	226.24	35.91	-1.80
" 12	IV	Yamazaki	247.87	39.07	-2.24
" 13	V	Kamigōri	268.72	41.71	-3.07
" 14	V	Yanahara	287.88	44.26	-3.72
" 15	V	Yakage	342.60	49.61	-7.49

Table 16. Travel times for the Western profile (B).

No. of Station	No. of observation	Station	$\Delta$ (km)	$P-O$ (sec)	$(P-O)-\Delta/6$ (sec)
W 16	VI	Arabuti	11.55	2.09	+0.17
" 17	VI	Itosiro	20.71	3.73	+0.28
" 18	VI	Ôgawara	50.83	8.74	+0.27
" 19	I	Gihu	74.36	13.12	+0.71
" 20	I	Kinomoto	80.19	14.08	+0.72
" 21	V	Kaizu	105.53	17.91	+0.32
" 23	VI	Kitoge	110.95	19.47	+0.98
" 24	III	Imazu	117.35	20.2	+0.6
" 25	VI	Sirahige	124.21	21.57	+0.87
" 26	IV	Takasima	127.23	22.00	+0.79
" 27	VI	Kido	137.04	23.95	+1.11
" 28	I	Wani	137.88	23.9	+0.9
" 29	V	Bessyo	147.17	25.25	+0.72
" 30		Kyôto	158.74	27.20*	+0.74
" 31	V	Sikibigahara	166.16	28.40	+0.71
" 32	IV	Kameoka	177.31	29.66	+0.11
" 33	IV	Taki	180.31	30.26	+0.21
" 34	I VI	Abuyama	185.36 (I) 185.33 (VI)	31.35 (30.69)	+0.46 (-0.20)
" 36	VI	Ôharano	198.02	32.73	-0.27
" 37	III	Rokkô	212.87	36.05	+0.57
" 38	IV	Tainohata	230.85	37.10	-0.37
" 39	III	Sizuki	261.86	44.60	+0.96
" 40	I	Suhara	280.00	43.9	-3.83
" 41	IV	Kitaama	282.20	43.20	-2.8

\* This was obtained in the explosion of Nov. 2, 1958.

Table 17. Travel times near the shot point.

No. of Explosion	P. U. Number	$\Delta$ (m)	$P-O$ (msec)
I	1	39	24
V	1	114	32
I	1	124	93
III	1	170	49
VI	1	192	106
IV	2	225	102
I	2	277	110
III	2	334	84
V	2	373	93
VI	2	385	109
IV	3	483	116
V	3	487	114
VI	3	526	149
III	3	575	146
IV	4	646	146
VI	5	755	169

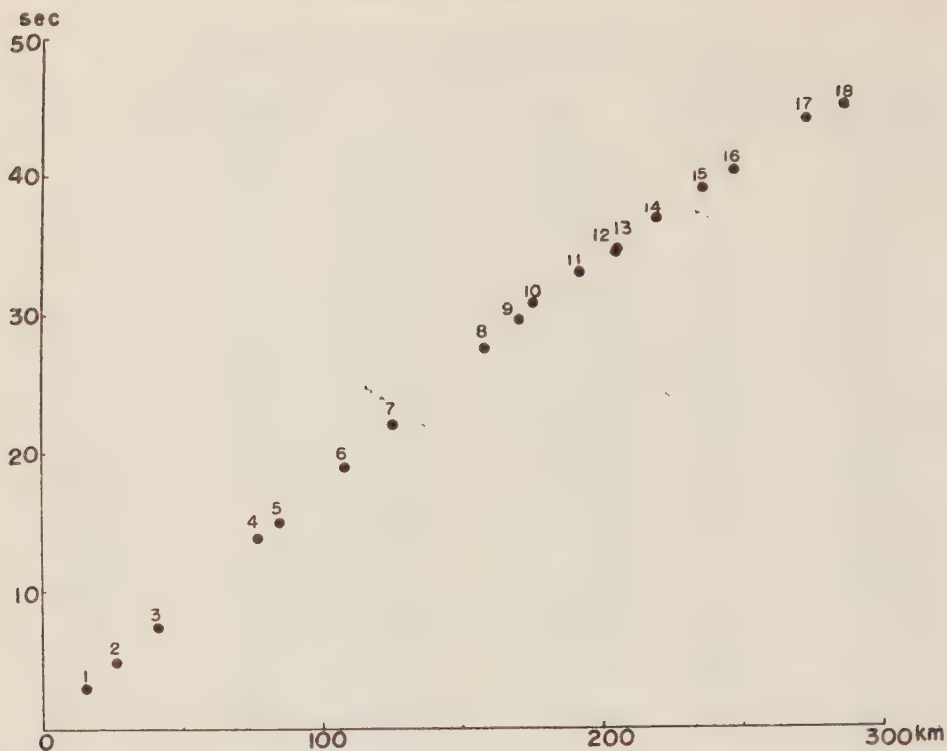


Fig. 6. Travel-time graph in the Eastern profile.

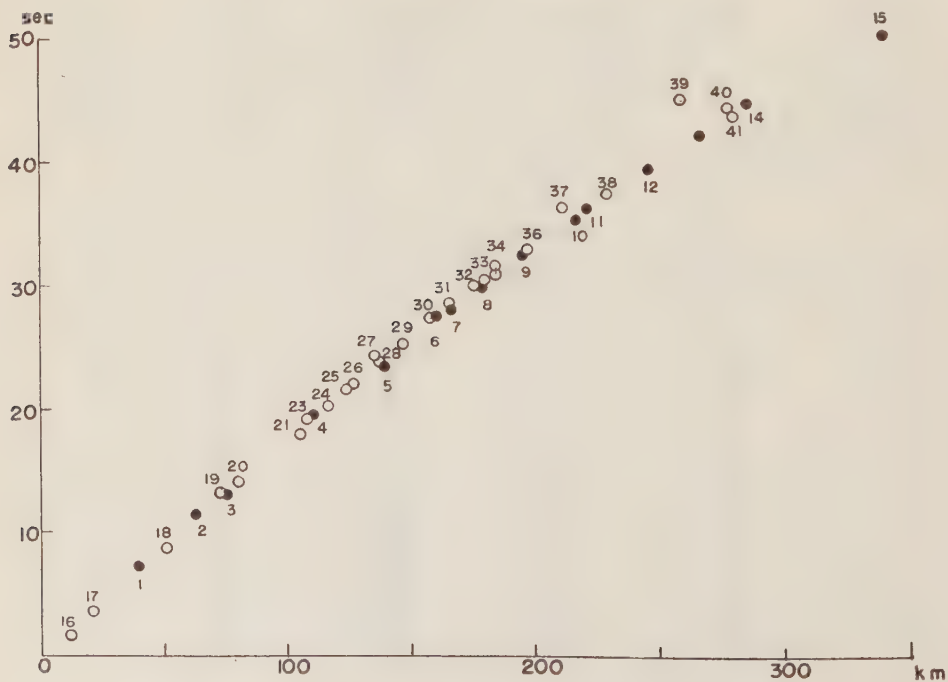


Fig. 7. Travel-time graph in the Western profile.



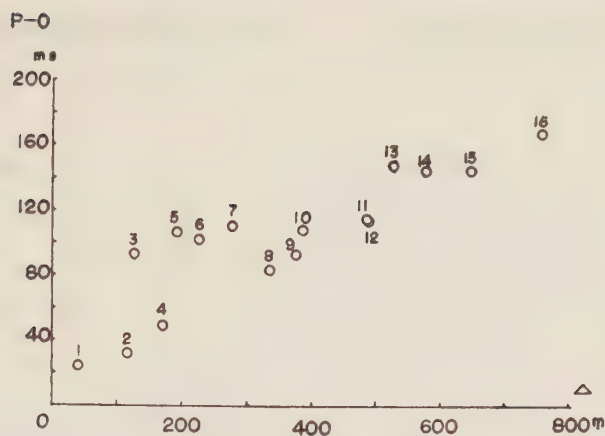


Fig. 8. Travel-time graph near the shot point.

Table 18. Distinct phases observed at Kamioka station.

Arrival time	Travel time	Apparent velocity
12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 09. <sup>8</sup> 12	7. <sup>8</sup> 37	5.98 km/sec
09.91	8.16	5.30
10.29	8.54	6.01
10.48	8.73	5.11
11.07	9.32	8.63
11.13	9.38	6.44
11.39	9.64	4.95
11.64	9.89	7.98
12.60	10.85	11.25
12.99	11.24	8.41
13.29	11.54	10.38
13.96	12.21	6.86
14.47	12.72	11.38

## 参 考 文 献

- 1) The Research Group for Explosion Seismology, B. E. R. I., **36** (1958) 329-348; **37** (1959), 495-508.
- 2) Report of the Research Group for Explosion Seismology, No. 17 (1958) 8-10.
- 3) S. Murauchi: Report. R. G. E. S. No. 17 (1958) 9.
- 4) Part II of this paper under the same title.

# 爆破地震動観測による日本中部の地殻構造

## 第2部 地 殻 構 造 に つ い て

京都大学防災研究所	三	雲	健
京都大学理学部地球物理学教室	大	塚	道男
気象庁地震課	宇	津	徳治
東京大学理学部地球物理学教室	寺	島	敦
東京大学地震研究所	岡	田	惇

(昭和36年3月31日受理)

### Crustal Structure in Central Japan as Derived from the Miboro Explosion-Seismic Observations

#### Part 2. On the Crustal Structure

Takeshi MIKUMO

Disaster Prevention Research Institute, University of Kyôto

Michio ÔTSUKA

Geophysical Institute, Faculty of Science, University of Kyôto

Tokuzi URSU

Japan Meteorological Agency

Tsutomu TERASHIMA

Geophysical Institute, Faculty of Science, University of Tôkyô

Atusi OKADA

Earthquake Research Institute, University of Tôkyô

(Received March 31, 1961)

From the observed results of seismic waves from the Miboro Explosions, two probable models of crustal structure as shown in Figs. 5, 8 and 9 were derived for the Eastern and Western profiles, respectively.

The time-distance plot of first seismic arrivals shows the following apparent velocities for the respective branches; in Model I: 5.55, 5.86, 6.33 and 7.91 km/sec in the Eastern profile, 5.55, 5.92, 6.32 and 7.52 km/sec in the Western profile A, 5.55, 5.81, 6.16 and 7.45 km/sec in the Western profile B; in Model II: 5.5, 6.0 and 7.9 km/sec in the former profile, 5.5, 6.0 and 7.5 km/sec in the latter two profiles.

These data are interpreted to indicate three crustal layers with a compressional velocity of 5.55, 6.00 and 7.70 km/sec, taking the results obtained in Kwantô District into consideration.

The first layer is thickest in Tyûbu region and in the northern part of the Lake Biwa. Comparing the results in two Western profiles the layer is considered to taper northwards (toward the Japan-Sea coast). The boundary surface between the 2nd and 3rd layers (probably, the Mohorovičić discontinuity) becomes deeper westwards from Kwantô District with the deepest value of about 38 km in the Tyûbu mountain regions, and in turn becomes shallower to 28 km at Miboro. This deepens again toward Kinki District with the deepest value of 36 km, but seems to be shallower in the Awazi Island.

この論文は、同じ標題の論文第1部<sup>1)</sup>に続くもので、爆破地震動研究グループが行なった観測の結果を用いて、関東、中部、近畿、中国の各地域にわたる日本中部の地殻構造について論じたものである。

一般に、爆破地震動により屈折波法で地下構造を詳細に議論するためには、密に観測点を配置した測線の両端において爆発を実施し、両方向から伝播する波をそれぞれ観測することが必要である。今回の観測は、御母衣を爆破点とし、東方および西方の測線上に多くの観測点が配置されたが、それぞれこれに対応する逆方向の観測は未だ行なわれていない。したがってこの状況の下に構造を解析する際には、大別して2つの立場が考えられる。

1つは、従来の観測で得られた資料を用いて、各層中の波の伝播速度や層の厚さなど未知量の一部をあらかじめ仮定し、観測走時を矛盾なく説明する立場である。

他は、走時曲線から得られる各波群の見掛速度を近似的にそれぞれ各層中のその波の真の速度と考える立場であり、この場合には、各層間の不連続面は水平面で表わされる。

前者の立場から求められた構造を Model I、後者の立場に立つものを Model II と呼ぶことにし、観測資料から、各測線について、適当と思われる2つづつの地殻構造の model を決定した。解析には主として *P* 波初動を用い、*S* 波その他の *later phase* は参考するに止めた。

## I. 発破点附近の走時

本論文第1部で述べたように、御母衣においては、爆破点近傍すなわち採石場である福島谷左岸の測線に沿って近距離観測が行なわれた。第I回より第VI回（第II回を除く）にわたり計16点で得られた観測資料は前報 Table 17 および Fig. 8 に示される。

この結果を見ると、爆破地域の拡がり、点火方法、爆破地点と測線の地形の影響など複雑な要素が重なり合つて、このままでは解析が困難と思われる。したがってここでは、これらの影響を考慮して観測資料の再検討を行なった。

### 1. shot time について

shot time を記録するための導線は、方式が異なる第VI回爆破を除いて、各薬室あるいは坑道より集められた導爆線もとの電気雷管の附近に接続された。したがって、記録された shot time には、電気雷管から最短距離にある薬室までの導爆線中で経過する time lag を考慮して補正を加えなければならない。導爆線中の爆速としては JIS に定められた 5.5 km/sec の値を採用した。これから各発破ごとに、最も早く点火した薬室における点火時刻 (*O'*) が shot time (*O*) より導かれる。

## 2. $\Delta$ について

一般に、ある pick up と最も早く点火した薬室との距離 ( $\Delta_0$ ) は、その pick up から最も近い薬室までの平面距離 ( $\Delta$ ) と一致しない。さらにまた、急峻な谷に沿った測線では、高度と地形の影響が大きいと考えられる。したがって、発破坑と pick up を含む各測線の断面図を 2,000 分の 1 の精密地形図よりえがき、これから graphically に各径路の距離 ( $\Delta_0'$ ) を決定した。Fig. 1 は第IV回観測における 1 つの断面を例示したものである。

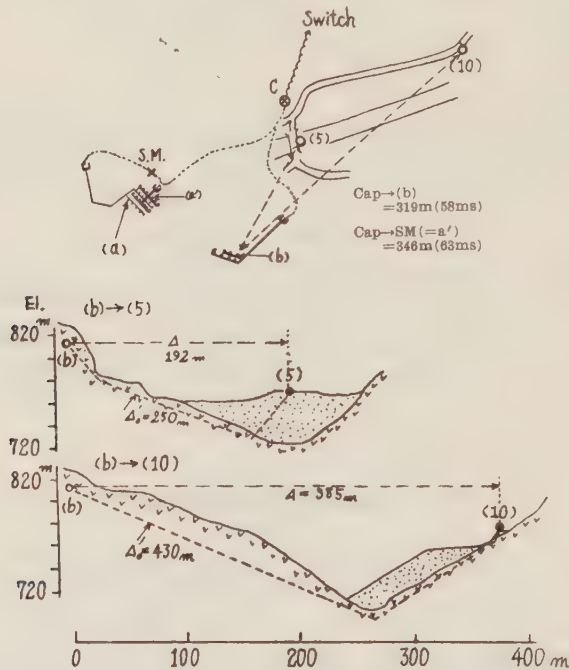


Fig. 1. An example of the explosion system and its profile.

## 3. 走時の解析

以上の方法によつて補正された走時 ( $P-O'$ ) および距離 ( $\Delta_0'$ ) はまとめて Table 1 に示されている。なお、これを求めるに際しては、最も近い薬室からの波と最も早く点火した薬室からの波の相対的な速さの差は、各観測点に対して検討してある。

Fig. 2 は Table 1 の data から得られた走時曲線を示す。

これから  $\Delta_0' < 250\text{m}$  にある 6 点の data を除き、最小自乗法により決定した走時と距離との関係は次式で与えられる。

$$T = \Delta_0' / 5.53 + 0.025 \quad (\text{pick up No. 7} \sim 16 \quad 250 < \Delta < 760 \text{ m})$$

この範囲における  $P$  波の伝播速度は約 5.5 km/sec である。 $\Delta_0' < 250 \text{ m}$  における測点のば



Table 1. Reduced travel times near the shot point.

No.	Obs. No.	P.U. No.	$\Delta$	$\Delta'_0$	(Corr.)	$P-O$	$P-O'$	(Corr.)
1	I	1	39 <sup>m</sup>	50 <sup>m</sup>	+11 <sup>m</sup>	24 <sup>ms</sup>	30 <sup>ms</sup>	+6 <sup>ms</sup>
2	V	1	114	118	+4	32	30	-2
3	III	1	124	173	+49	93	74	-19
4	VI	1	170	170	0	49	45	-4
5	IV	1	192	250	+68	106	101	-5
6	I	2	225	260	+35	102	108	+6
7	III	2	277	343	+67	110	91	-19
8	V	2	334	338	+4	84	82	-2
9	VI	2	373	375	+2	93	89	-4
10	IV	2	385	430	+45	109	104	-5
11	V	3	483	490	+7	116	114	-2
12	VI	3	487	489	+2	114	110	-4
13	III	3	526	590	+64	149	130	-19
14	IV	3	575	623	+48	146	141	-5
15	VI	4	646	652	+6	146	142	-4
16	VI	5	755	777	+22	169	165	-4

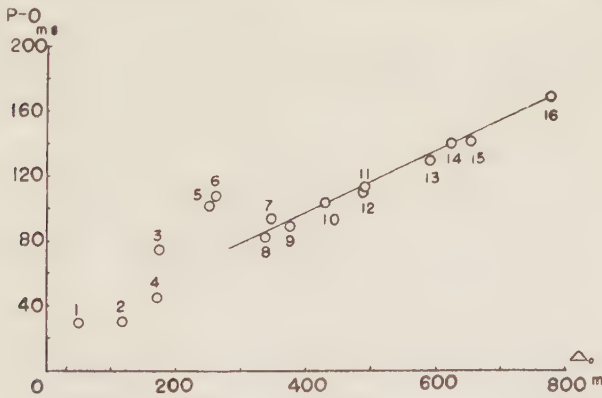


Fig. 2. Reduced travel time curves near the shot point.

らつきについては説明が困難であるが、これらの pick up を設置した場所での表層の影響などによるものと思われる。

## II. 中部一関東地方（東方測線）の地殻構造

### §1. 走時曲線

東方測線における詳細な走時図は  $P-O-\Delta/6$  を縦軸に取つて、Fig. 3 に示されている。走時曲線の引き方には幾通りかの方法が考えられるが、さきに述べた2つの立場から、そのう

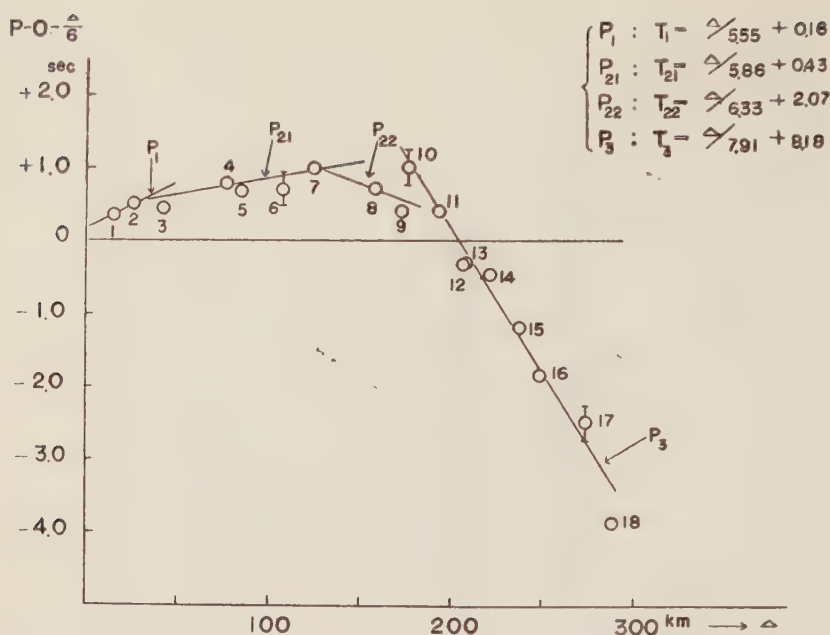


Fig. 3. Reduced travel time curves in the Eastern profile.

ち適当と判断される2つの場合を採った。各波群の走時は次式で表わされる。

Model I:

$$\begin{cases} P_1; T_1 = \Delta/5.55 + 0.16 & \text{明ヶ瀬—小鷹利 ( } \Delta < 28 \text{ km)} \\ P_{21}; T_{21} = \Delta/5.86 + 0.43 & \text{神岡—松代 ( } 28 < \Delta < 130 \text{ )} \\ P_{22}; T_{22} = \Delta/6.33 + 2.07 & \text{松代—大岩 ( } 130 < \Delta < 175 \text{ )} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.91 + 8.18 & \text{高山—西大芦 ( } 185 < \Delta \text{ )} \end{cases}$$

Model II:

$$\begin{cases} P_1; T_1 = \Delta/5.55 + 0.16 & \text{明ヶ瀬—小鷹利 ( } \Delta < 38 \text{ km)} \\ P_2; T_2 = \Delta/6.00 + 0.68 & \text{神岡—大岩 ( } 38 < \Delta < 185 \text{ )} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.90 + 8.13 & \text{高山—西大芦 ( } 185 < \Delta \text{ )} \end{cases}$$

上記の走時曲線よりそれぞれつぎのような構造が推定される。なお、以下の解析はすべて走時計算式によつた<sup>2)</sup>。

## §2. 地殻構造 Model I

### 1. $P_1$ の走時と表層

$P_1$  の見掛け速度  $\bar{V}_1 = 5.55 \text{ km/sec}$  を第1層中の  $P$  波の真の速度と考える。この値は爆破点近傍で観測された速度、西方測線走時より得られる速度、およびすでに関東地方で得られた結果<sup>3)</sup>とも一致する。 $P_1$  の intercept time が 0.16 sec あることは、この範囲においてさらに

速度の遅い層が表面に存在することを意味する。しかるに、爆破点近傍においては  $d=250$  m 附近からすでに  $5.53$  km/sec の速度が観測されており、また西方測線の data では、この intercept time が殆んど 0 であるから、御母衣附近では表層は殆んど無視し得る位薄いものと考えられる。したがって、この表層は明ヶ瀬、小鷹利附近にだけ存在するものと仮定した。この表層の速度については確かなことは分らない。

## 2. $P_2$ の走時と第 1 層の厚さ

関東地方の爆破観測で得られた結果から、第 2 層内の速度を  $V_2 = 6.00$  km/sec と仮定する。

(1)  $P_{21}$  の見掛速度  $\bar{V}_{21}=5.86$  km/sec を与えるためには、第 1—2 層境界面は東方へ  $\theta_{11}=3.^\circ 4$  だけ降斜していることが必要である。さらに  $P_{21}$  の intercept time  $t_{21}=0.43$  sec を用いれば、御母衣での第 1 層の厚さは  $3.1$  km、したがって第 1—2 層境界面のそこでの海面下の深さは  $2.3$  km と算出される。ただし、西方測線の data と合わせるため、この境界面は  $d=10$  km 附近よりさらに薄くなり、御母衣直下で  $1.8$  km であるとした。

(2) つぎに  $P_{22}$  の見掛速度  $\bar{V}_{22}=6.33$  km/sec より、第 1—2 層境界面はある距離で最も深くなり、以後  $\theta_{12}=6.^\circ 2$  の角度で昇斜しているものと考えられる。第 1, 2 層中の速度、これらの見掛速度および  $P_{22}$  の intercept time  $t_{22}=2.07$  sec を用いて計算すれば、この最深点の位置は  $dd_1=115$  km、深さ  $h_{d1}=9.2$  km と推定される。 $d=152$  km におけるこの境界面の深さは  $5.4$  km である。

大岩で観測された走時は、この構造から予期される走時よりかなり早い、これを説明するために、発砲一大岩間で第 2 層が表面へ露頭しているものと考えた。この傾向は関東地方での観測結果と一致する。

(3) 高山以東においては、関東地方での観測結果から、 $V_1=5.55$  km/sec の第 1 層が一樣な厚さ  $6.0$  km で存在するとした。

## 3. $P_3$ の走時と第 2 層の厚さ

関東地方での観測結果より、第 3 層中の真速度を  $V_3=7.70$  km/sec と仮定する。

$P_3$  の見掛速度  $\bar{V}_3 = 7.61$  km/sec より、第 2—3 層不連続面は東方へ  $1.^\circ 8$  の傾斜で上昇していることを要する。 $P_3$  の intercept time より御母衣直下におけるこの境界面までの深さを概算すれば約  $38$  km となる。しかるに、西方測線の観測 data より求められるこの深さは、いずれの仮定によつても  $27\sim 29$  km 程度である。また一方、関東地方におけるこの不連続面の深さは、すでに約  $25\sim 30$  km と求められている。これらの data を考慮すれば、この測線に沿う第 2—3 層不連続面は、御母衣直下から東方へ向つて漸次深くなり、ある位置から

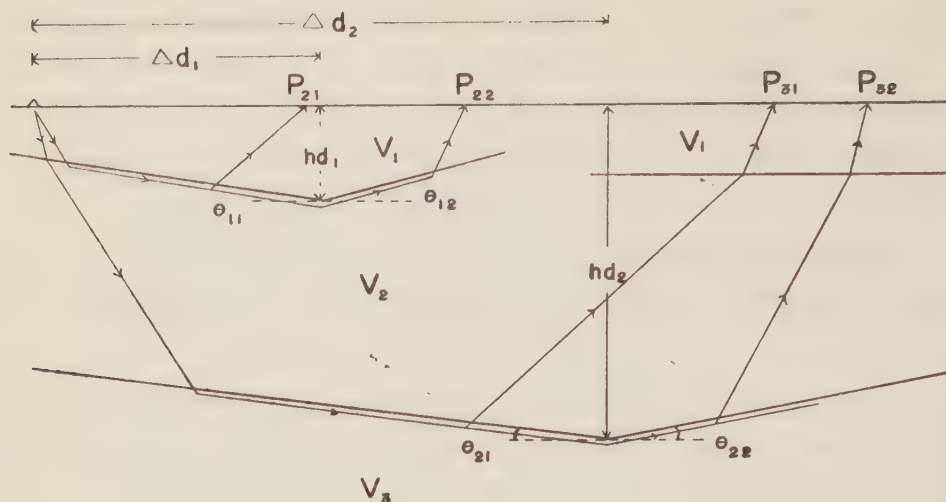


Fig. 4. Schematic representation of ray paths in Model I.

傾斜を変えて関東地方へ向つて浅くなつていゝと考えなければならない。Fig. 4 はこのような構造における種々の波の伝播経路を示す。

(1) 高山以遠では廻折した  $P_{32}$  が初動として到着すると考えられる。さきに述べた通り、昇斜角  $\theta_{22}$  は  $P_{32}$  の見掛速度より  $1.^\circ 8$  と定められる。

御母衣直下における第 2—3 層境界面の深さを西方測線の data から推定される値に一致させるように、海面下 27.7 km と定めた。

(2) 降斜角  $\theta_{21}$  に関しては直接的に定め得る資料がない。 $P_{32}$  が高山で初めて出現する幾何学的条件および  $P_{32}$  の intercept time  $t_{32}=8.18$  sec を満足させる条件を連立させれば、 $\theta_{21}$  と  $d_{a2}$  との関係から  $\theta_{21}$  の限界が定められる。これから  $\theta_{21} \geq 3.^\circ 9$  なる条件が得られるが、この角度をできる限り小さい値にすべく、 $\theta_{21}=4.^\circ 0$  の値を採用した。

(3)  $P_{32}$  の intercept time および各層中の伝播速度、見掛速度などすでに求められた値を用いれば、この不連続面の最深点の位置と深さは  $d_{a2}=149$  km,  $h_{a2}=38.1$  km と算出される。 $d=250$  km におけるこの深さは海面下 35.0 km である。

(4) 藤原、川場および筑波において観測された走時は、この構造について計算される走時より早い、これを説明するために、これらの観測点附近では第 2 層が表面へ露頭していると考えた。また筑波へ到る測線では、第 2—3 層境界面が最深点より  $3.^\circ 9$  の傾斜で上昇し、筑波直下で 28.0 km の深さを持つと考えれば良い。筑波附近の構造は関東地方の data から決められた構造と良く一致する。浅川の遅い観測走時は、表面の低速度層で説明する他ない。



### §3. 地殻構造 Model II

第 1, 2, 3 層中を通過してきた  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  波の見掛け速度 5.55, 6.00, 7.90 km/sec をそれぞれ各層中の  $P$  波の真速度と仮定する. 各層間の境界面は水平面として表わされる.

#### 1. $P_1$ の走時と表層

Model I と同様と考える.

#### 2. $P_2$ の走時と第 1 層の厚さ

$P_2$  波の intercept time  $t_2 = 0.68$  sec および第 1, 2 層中の速度から, 第 1 層の厚さは 5.0 km, すなわち第 1—2 層境界面の深さは海面下 4.2 km と推定される.

ここで神岡, 大岩で観測された走時は, この構造について計算される走時よりかなり早い. これはこの両観測点附近で第 2 層が表面へ露頭しているためと考えた. また松代においては観測走時は計算によるものより 0.30 sec も遅いが, これは表面に低速度層があるためと考えざるを得ない.

高山以遠における第 1 層の厚さは, Model I と同じく, 6.0 km と仮定した.

#### 3. $P_3$ の走時と第 2 層の厚さ

$P_3$  は高山以遠で初動として観測される.  $P_3$  の intercept time  $t_3 = 8.13$  sec および各層中の速度, 第 1 層の厚さ等を用いれば, 第 2—3 層不連続面の深さは海面下 35.6 km と計算される.

藤原, 川場および筑波においてはそれぞれ観測走時が早過ぎるため, この附近で第 2 層が露頭しているものとする. さらに筑波へ到る測線では, この不連続面が  $\Delta = 250$  km 附近から約 4 km 浅くなっているとする. 観測走時を説明することができる. また浅川の観測走時は表層の影響を受けて遅れていると考えた.

### §4. 結果の検討

以上の解析から求められた地殻構造は Fig. 5 (a) および (b) に示した通りである.

#### 1. 走時 residual

上の構造にもとづいて計算された各観測点へ到る走時は Table 2 に掲げた. 走時の計算にあたっては, 爆破点および観測点の高度に対する補正が行なわれている. なお図中に示した各境界面までの深さは海面下の数値である. 観測走時と計算走時の差  $O-C$  residual は, Model I においては, 明ヶ瀬, 小鷹利, 浅川を除いて 0.15 sec 以内, Model II においては, 前記 3 箇所と松代を除いて 0.15 sec 以内に収められた. なお, これには観測精度不良の 2 点の deta は含まれない. 4 点の観測走時の遅れは, いずれも表面層の影響と考えられる.

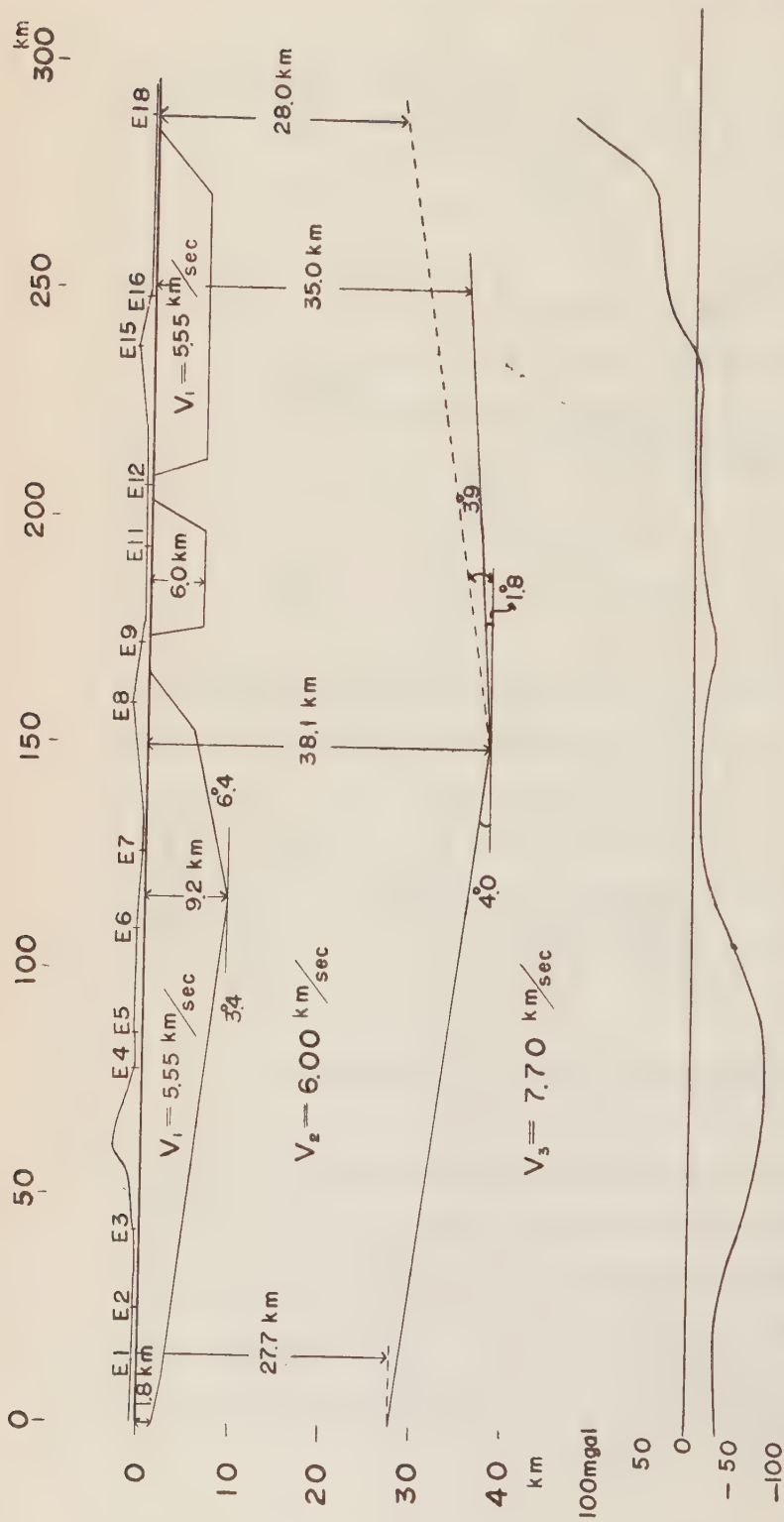


Fig. 5(a). Crustal structure in the Eastern profile, Model I, with Bouguer anomaly of gravity along the profile.

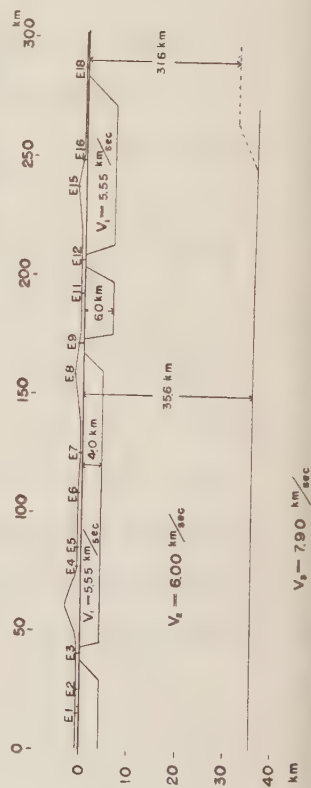


Table 2. Calculated travel times and  $O-C$  residuals for each station in the Eastern profile.

Station	$T_0$ (sec)	Model I			Model II	
		$T_0$ (sec)	$T_0-T_0$ (sec)		$T_0$ (sec)	$T_0-T_0$ (sec)
E 1 Myôgase	2.91	$P_1$ 2.75	0.16		$P_1$ 2.75	0.16
2 Kotakari	4.82	" 4.67	0.15		" 4.67	0.16
3 Kamioka	7.37	$P_{21}$ 7.52	-0.14		$P_2$ 7.43*	-0.06
4 Inekoki	13.66	" 13.62	0.04		" 13.56	0.10
5 Hotaka	14.85	" 14.98	-0.13		" 14.90	-0.05
6 Omi	18.8	" 18.96	-0.2		" 18.79	0.0
7 Matusiro	21.87	" 21.82	0.06		" 21.55	0.32
8 Hoppo	27.22	$P_{22}$ 27.19	0.03		" 27.18	0.04
9 Ôiwa	29.01	" 29.00*	0.01		" 29.13*	-0.12
10 Sawatari	30.4	(L) $P_{31}$ 30.48	-0.1	(L)	$P_3$ 30.45	-0.1
11 Takayama	32.58	$P_{32}$ 32.59	-0.01		$P_3$ 32.58	0.00
12 Huziwara	33.98	" 34.10*	-0.12		" 34.09*	-0.11
13 Kawaba	34.09	" 34.13*	-0.04		" 34.13*	-0.04
14 Asakawa	36.33	" 36.06	0.27		" 36.04	0.29
15 Yumoto	38.38	" 38.33	0.05		" 38.31	0.07
16 Nisioasi	39.61	" 39.60	0.01		" 39.59	0.02
17 Sinoi	43.2 ?	" 42.80	(0.4)		" 42.79	(0.4)
18 Tukuba	44.17	" 44.17*	0.00		" 44.17*	0.00

Remarks: 1) (L); later phase  
 2) \* ; The second layer crops out to the earth's surface.  
 3)  $T_0$ ; observed travel time,  $T_0$ ; calculated travel time.

## 2. 反射波走時について

第3回観測の際、神岡においては反射波の観測が試みられた。この結果については本論文第1部に挙げられた通りである<sup>1),4)</sup>。

屈折波法によつて求められた前述の地殻構造について、神岡に到る各境界面での反射波走時を計算した結果はつぎの通りである。

第1—2層境界面からの反射波走時は、Model I については 7.46 sec, Model II については 7.68 sec となるが、いずれも観測には相当する phase が見出されない。また第2—3層不連続面（恐らく Mohorovičić discontinuity と思われる）からの反射波走時は、Model I においては 12.20 sec となり、観測走時 12.21 sec と時間的には良く一致する。しかしながら、この波の見掛速度が約 9.4 km/sec と計算されるのに対して、観測値は 6.86 km/sec でかなり小さい。したがつて観測されたこの phase を第2—3層境界面からの反射波と断定することはやや危険である。Model II に対するこの走時は 13.87 km/sec であるが、これに対

応する観測値はない,

なお, 観測された見掛速度および記録波形などからいえば, 11.38 km/sec の見掛速度を持つ走時 12.72 sec の phase が前記境界面からの反射波らしく思われるが, この走時に適合するためには, この境界面は Model I において約 1.3 km 深く修正されなければならない.

### 3. 重力の Bouguer anomaly の分布との比較

この測線に沿った重力の Bouguer anomaly の分布<sup>5)</sup>は Fig. 5 (a) に明らかなように, 中部山岳地方で大きい負の異常を示している. これは, さきに求めた地殻構造 Model I において, 第 1, 2 層が厚くなっていることとある程度対応するように思われる. また筑波の方向に正の異常が増加していることも, 第 1, 2 層が薄いことと関連があるようである.

## III. 中部—近畿—中国地方 (西方測線) の地殻構造

### §1. 走時曲線

西方測線における詳細な走時曲線は Figs. 6 および 7 に示されている. 近畿北部より中国地方へ到るものを測線 A, 近畿地方中央部を横切るものを測線 B と名付ける.

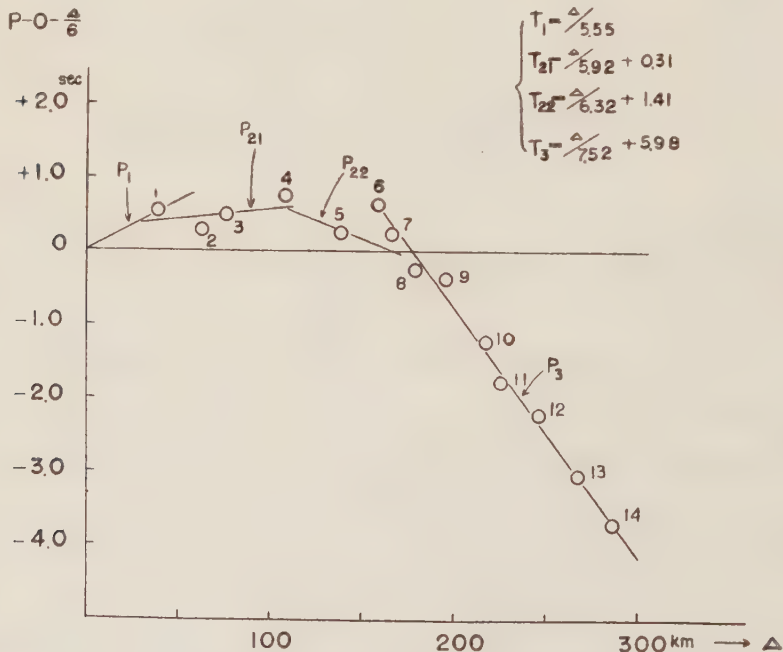


Fig. 6. Reduced travel time curves in the Western profile A.



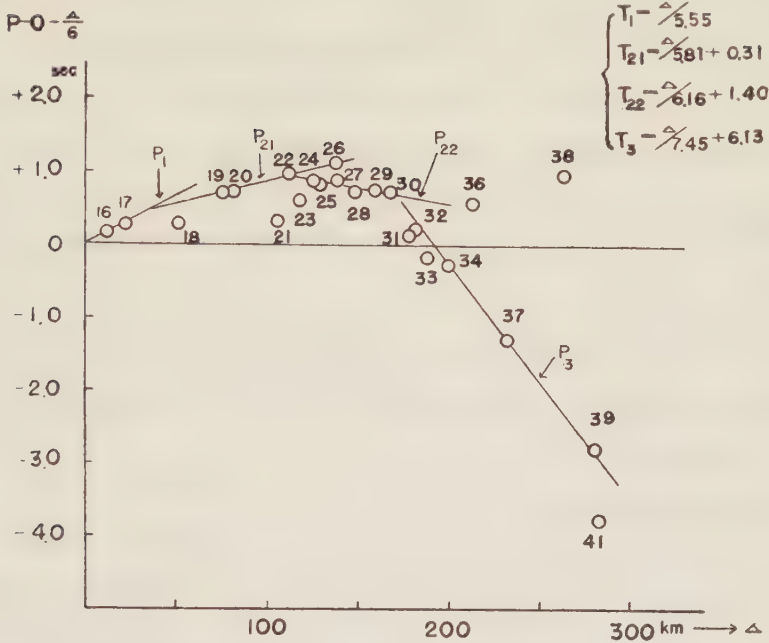


Fig. 7. Reduced travel time curves in the Western profile B.

各波群の走時は次式で表わされる。

### 1. 測線 A (北測線)

Model 1:

$$\begin{cases} P_{21}; T_{21} = \Delta/5.92 + 0.31 & \text{中 居一三方 ( } 28 < \Delta < 102 \text{ km)} \\ P_{22}; T_{22} = \Delta/6.32 + 1.41 & \text{三 方一八代 ( } 102 < \Delta < 165 \text{ )} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.52 + 5.98 & \text{福知山一柵 原 ( } 165 < \Delta \text{ )} \end{cases}$$

Model II:

$$\begin{cases} P_2; T_2 = \Delta/6.00 + 0.46 & \text{中 居一大 飯 ( } 50 < \Delta < 160 \text{ km)} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.50 + 5.82 & \text{八津合一柵 原 ( } 160 < \Delta \text{ )} \end{cases}$$

### 2. 測線 B (南測線)

Model I:

$$\begin{cases} P_1; T_1 = \Delta/5.55 & \text{新 淵一石徹白 ( } \Delta < 28 \text{ km)} \\ P_{21}; T_{21} = \Delta/5.81 + 0.31 & \text{大河原一北 仰 ( } 28 < \Delta < 112 \text{ )} \\ P_{22}; T_{22} = \Delta/6.16 + 1.40 & \text{白 髭一柵 原 ( } 112 < \Delta < 168 \text{ )} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.45 + 6.13 & \text{多 紀一多井畑 ( } 168 < \Delta \text{ )} \end{cases}$$

Model II:

$$\left\{ \begin{array}{ll} P_1; T_1 = \Delta/5.50 & \text{新 淵一大 野 ( } \Delta < 45 \text{ km)} \\ P_2; T_2 = \Delta/6.00 + 0.46 & \text{大河原} \\ P_2'; T_2' = \Delta/6.00 + 0.70 & \text{岐 阜一京 都 ( } 70 < \Delta < 165 \text{ )} \\ P_3; T_3 = \Delta/7.50 + 6 \cdot 21 & \text{嵯 原一北阿万 ( } 165 < \Delta \text{ )} \end{array} \right.$$

上記の走時曲線よりそれぞれつぎのような地殻構造が推定される。

## § 2. 地殻構造 Model I

### 2-1. 測線 A (北測線)

#### 1. $P_1$ の走時と表層

$P_1$  は測線 A および B に共通に観測されると考え、東方測線の場合と同じく、この見掛速度 5.55 km/sec を第 1 層中の  $P$  波の真の速度と仮定する。 $P_1$  の intercept time は殆んど 0 であるから、表層は存在しないものと考えられる。

#### 2. $P_2$ の走時と第 1 層の厚さ

第 2 層内の  $P$  波の真速度を 6.00 km/sec と仮定する。

(1)  $P_{21}$  の見掛速度  $\bar{V}_{21} = 5.92$  km/sec の値から、第 1—2 層境界面は西方下向きに約  $2.0^\circ$  傾斜していると考えられる。 $P_{21}$  の intercept time  $t_{21} = 0.31$  sec を用いれば、御母衣直下での第 1 層の厚さは約 2.6 km、海面下 1.8 km と計算される。

中居で観測された早い走時を説明するために、この附近では第 2 層が表面へ露頭しているものと考えた。

(2)  $P_{22}$  の見掛速度  $\bar{V}_{22} = 6.32$  km/sec より、第 1—2 層境界面はある距離より  $6.3^\circ$  の傾斜で西方へ上昇していると考えられる。 $P_{22}$  の intercept time  $t_{22} = 1.41$  sec を用いれば、この最深点は  $\Delta_{21} = 96$  km にあり、その深さは  $h_{21} = 5.1$  km と推定される。

この境界面は  $\Delta = 143$  km で地表へ現われることになる。したがって八代から福知山までは第 2 層が表面へ露頭していると考えた。なお、青垣以遠における第 1 層の厚さは、 $P_3$  の走時を考慮して定めなければならない。

#### 3. $P_3$ の走時と第 2 層の厚さ

東方測線におけると同様、第 3 層内の  $P$  波の速度を 7.70 km/sec と仮定する。

(1)  $P_3$  の見掛速度  $\bar{V}_3 = 7.52$  km/sec の値から、第 2—3 層下連続面は西方へ  $1.7^\circ$  下向きに傾斜していると考えられる。

(2) この境界面の深さは、 $P_3$  の intercept time だけからでは定まらず、遠距離における第 1 層の厚さが既知であることを要する。

$P_3$  は福知山以西で初動として観測されるが、福知山では観測走時がかなり早いので、第 2

層が露頭しているものと考えなければならない。福知山の観測走時を満足し、かつ青垣以遠の第1層の厚さが不合理な値にならないように、 $P_3$  の intercept time から境界面の深さの範囲を定め、この平均値を取ると、御母衣直下で海面下 27.7 km なる値が得られる。 $\Delta = 290$  km におけるこの深さは 36.5 km である。

(3) 青垣以遠においては、第1—2層境界面は水平であると仮定し、 $P_3$  の走時から第1層の厚さを定めれば、青垣、生野、山崎で 8.5 km、上郡、柵原で 2.5 km となる。川上においては観測走時が早いので、第2層が露頭しているものとした。

## 2-2. 測線 B

この測線における各層中の  $P$  波の速度としては、測線 A で仮定した値をそれぞれ採用した。すなわち 5.55, 6.00, 7.70 km/sec である。

### 1. $P_1$ の走時

測線 A の場合と共通と考える。

### 2. $P_2$ の走時と第1層の厚さ

(1)  $P_{21}$  の見掛速度  $\bar{V} = 5.81$  km/sec より、第1—2層境界面は西方下向きに  $5.7^\circ$  傾斜していると推定される。 $P_{21}$  の intercept time は  $t_{21} = 0.31$  sec であるから、御母衣直下での第1層の厚さは 2.6 km (海面下 1.8 km) となり、北測線の場合と一致する。

大河原での早い観測走時は第2層の露頭によるものと考えた。この構造では海津の観測走時を説明することはできない。

(2)  $P_{22}$  の見掛速度  $\bar{V} = 6.16$  km/sec は、第1—2層境界面がある場所から  $3.7^\circ$  の傾斜で西向きに上昇していることを示している。 $P_{22}$  の intercept time  $t_{22} = 1.40$  sec より、この境界面は  $\Delta_{d1} = 87$  km で最も深く、その深さは  $h_{d1} = 9.6$  km であることが分る。 $\Delta = 160$  km におけるこの深さは 5.3 km である。遠距離における第1層の厚さは  $P_3$  の走時より推定される。

### 3. $P_3$ の走時と第2層の厚さ

(1)  $P_3$  の見掛速度  $\bar{V} = 7.45$  km/sec の値から、第2—3層境界面は西方下向きに  $2.6^\circ$  傾斜していると考えられる。御母衣直下におけるこの境界面の深さをさきに求めたように海面下 27.7 km とすれば、 $\Delta = 190$  km における深さは 36.3 km となる。

(2)  $P_3$  は亀岡以西で初動として観測されているから、 $P_3$  の intercept time  $t_3 = 6.13$  sec から遠距離における第1層の厚さが定められる。簡単のためにこの層は水平であるとすれば、大原野以遠におけるこの層の厚さは 9.5 km と算出される。亀岡、多紀、阿武山で観測された走時を説明するためには、第2層が表面へ露頭していると考えなければならない。また走時

計算の結果、六甲および志筑の観測走時は **later phase  $P_{22}$**  と考えることができる。

(3) 北阿万で観測された走時は著しく早いので、これを説明するために、第 2—3 層不連続面が  $\Delta_{a2}=194$  km から  $6.^\circ 8$  の傾斜で西向きに上昇しているものと考えた。北阿万直下におけるこの面の深さは 25.2 km である。ただし第 1 層の厚さは 9.5 km として計算した。

### §3. 地殻構造 Model II

測線 A, B に共通に、第 1, 2, 3 層中を通過してきた波  $P_1, P_2, P_3$  の見掛け速度 5.5, 6.0, 7.5 km/sec をそれぞれ各層中の  $P$  波の真の速度と仮定する。各層間の境界面は水平面として表わされる。また Model I におけると同様、 $P_1$  の intercept time が 0 であるから、表層の影響は無視した。

#### 3-1. 測線 A

##### 1. $P_2$ の走時と第 1 層の厚さ

$P_2$  の intercept time 0.46 sec および第 1, 2 層中の速度から、第 1—2 層境界面の深さは爆破点下 3.2 km すなわち海面下 2.4 km と推定される。

中居、大飯の両観測点で観測された走時は、この構造について計算される走時よりかなり早く、また三方の観測走時はこれより遅い。これを説明するために、 $\Delta=50$  km から第 1 層が薄くなつて中居では第 2 層が表面へ露頭し、 $\Delta=90$  km から第 1 層が約 6 km の厚さになり、 $\Delta=105$  km からは再び薄くなつて、大飯で第 2 層が地表面へ現われているものと考えた。

##### 2. $P_3$ の走時と第 2 層の厚さ

第 3 層を通過してきた  $P_3$  波は、八津合以遠で初動として現われる。 $P_3$  の基準走時曲線の式より、intercept time 5.82 sec を用いて第 2 層の厚さを求めると 25.2 km となり、したがって、第 2—3 層不連続面までの深さは 27.6 km となる。

八津合一福知山間において、第 1 層の厚さを 2.4 km とすると、八津合の観測値は予想されるものより遅すぎるが、この観測値は later phase に関するものと思われる。また青垣、生野、山崎で観測された走時が遅いことを、第 1 層が厚くなっているためと考えれば、この厚さは約 13 km と推定される。さらに  $P_3$  の走時から、第 1 層の厚さは川上附近で 2.4 km、上郡、柵原附近で 6.0 km と推定される。

#### 3-2. 測線 B

##### 1. $P_2$ の走時と第 1 層の厚さ

大河原で観測された早い走時は、第 1 層が  $\Delta=30$  km から薄くなり、この観測点附近で第 2 層が表面へ露頭しているためと考えられる。

岐阜以遠における  $P_2$  の intercept time 0.70 sec から、この地域での第 1 層の厚さは前



に求めた値よりやや厚く 5.7 km と推定される。

海津の観測走時を説明するためには、第 1 層が  $d = 80$  km 附近から薄くなり、海津で第 2 層が露出していると考えなければならない。しかしながらこの考え方を採るとすれば、北仰から和邇に到る数観測点で観測された遅い走時を説明することが困難である。琵琶湖西岸にあるこれらの観測点では、記録された初動があまり明瞭でないので、一応これらの data は省略した。これらの観測走時を説明しようとすれば、表面にさらに速度の遅い層が存在すると考えるより他はない。

## 2. $P_3$ の走時と第 2 層の厚さ

第 3 層を通過してきた波  $P_3$  は嵯原以遠で初動として観測される。 $P_3$  の intercept time 6.21 sec より第 2 層の厚さは 23.0 km、したがって第 2—3 層不連続面の深さは 28.7 km と計算される。

大野原および多井畑の観測走時が遅いのを説明するために、 $d = 180$  km から 215 km までの第 1 層の深さを 15.3 km と考えた。

北阿万の観測走時は著しく早いので、第 1 層が薄いと考えるだけでは説明できず、第 2—3 層境界面も  $d = 200$  km から約  $6^\circ$  の傾斜で西方へ上昇していると考えた。

六甲、志筑については、観測走時がかなり遅いが、これは later phase を観測したためと思われる。

## §4. 結果の検討

以上の解析から求められた両測線に対する地殻構造はつぎに示される。Fig. 8 (a) および (b) は測線 A (北測線)、Fig. 9 (a) および (b) は測線 B (南測線) についての地殻構造である。

### 1. 走時 residual

これらの構造にもとずいて計算された各観測点へ到る走時、および観測走時と計算走時の差  $O-C$  residual は、測線別にして Table 3 および Table 4 に示した。この走時の計算には高度に対する補正が行なわれている。

$O-C$  residual は、Model I においては三方、福知山、海津を除いて 0.15 sec 以内、大部分の観測点について 0.10 sec 以内に収められる。なおこれには観測精度が特に不良の点の data は含まれない。Model II においては、青垣、琵琶湖西岸の 6 観測点および later phase を観測した 3 点を除いて、これらの値は 0.12 sec 以内である。

### 2. 重力の Bouguer anomaly 分布との比較

南北両測線に沿った重力の Bouguer anomaly の分布<sup>6)</sup>はそれぞれ Fig. 9 (a) および Fig.

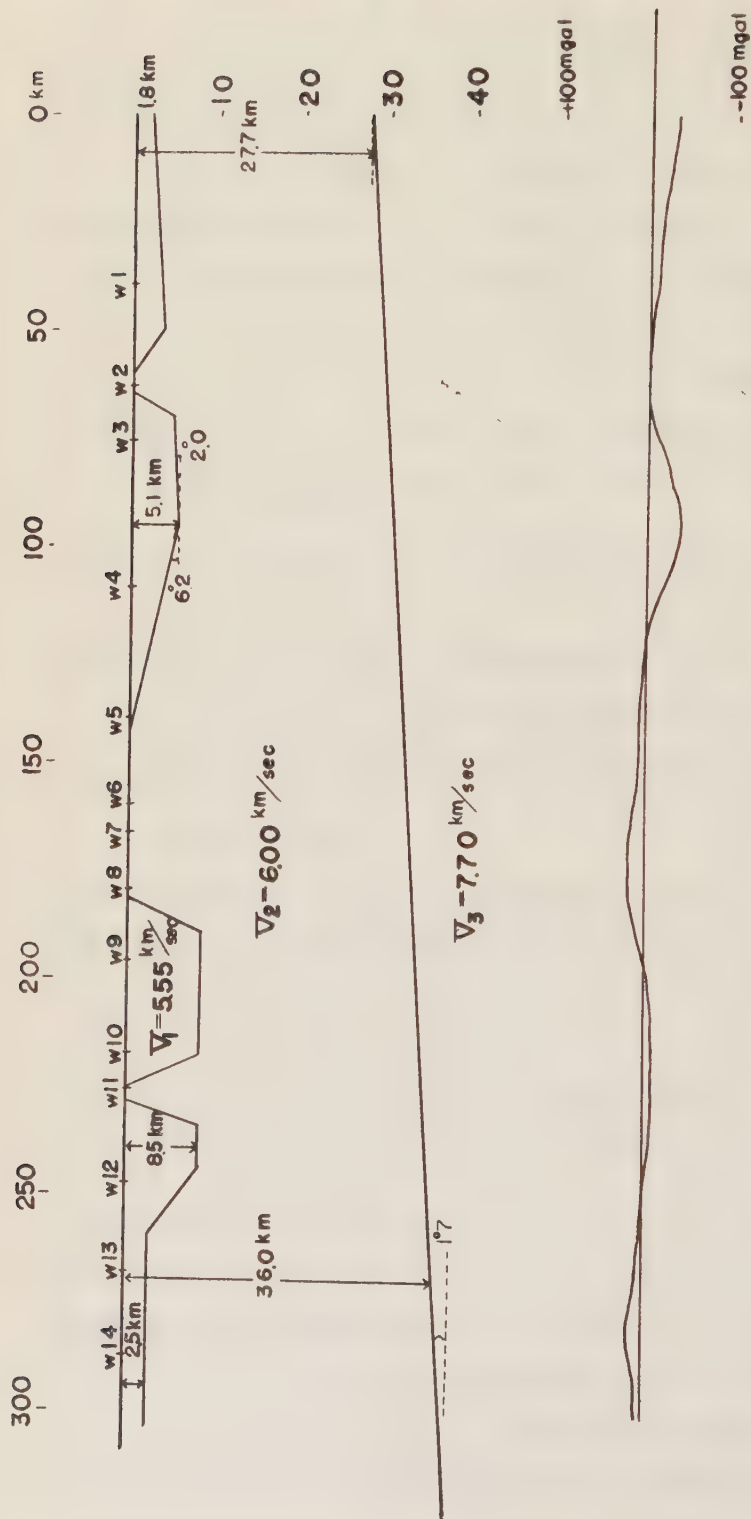


Fig. 8(a). Crustal structure in the Western profile A. Model I, with Bouguer anomaly of gravity along the profile.

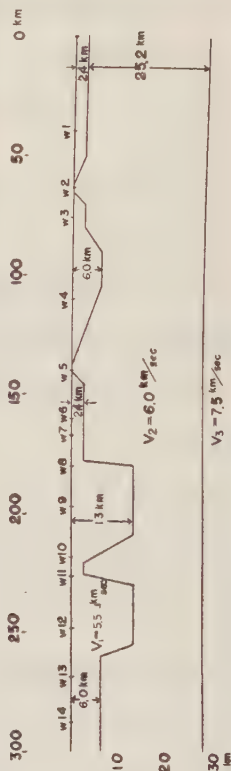


Fig. 8(b). Crustal structure in the Western profile A. Model II.

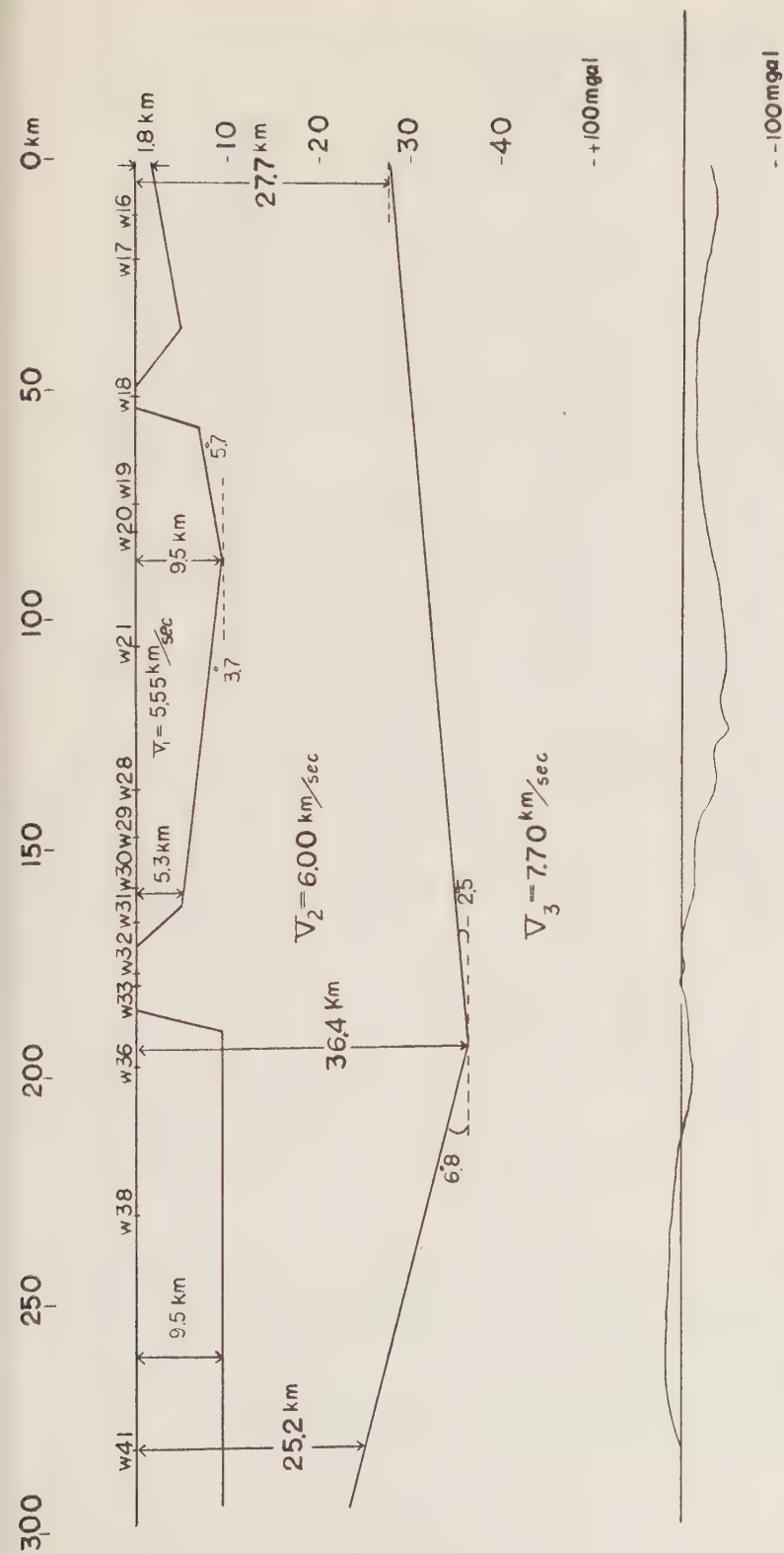


Fig. 9(a). Crustal structure in the Western profile B. Model I, with Bouguer anomaly of gravity along the profile.

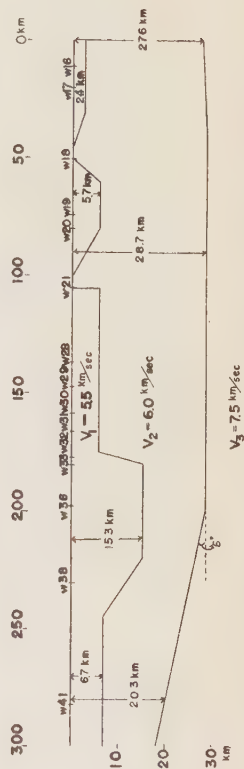


Fig. 9(b). Crustal structure in the Western profile B. Model II.

Table 3. Calculated travel times and  $O-C$  residuals for each stations in the Western profile A.

		Model I			Model II		
Station		$T_0$ (sec)	$T_c$ (sec)	$T_0-T_c$ (sec)	$T_c$ (sec)	$T_0-T_c$ (sec)	
W	1 Ōno	7.10	(L) $P_1$ 7.09	-0.01	$P_1$ 7.16	-0.06	
	2 Nakai	10.70	$P_{21}$ 10.71*	-0.01	$P_2$ 10.70*	0.00	
	3 Utuo	13.04	" 13.06	-0.02	" 13.09	-0.05	
	4 Mikata	19.03	" 18.82	0.21	" 18.93	0.10	
	5 Ōi	23.53	$P_{22}$ 23.52	0.01	" 23.63*	-0.10	
	6 Yatuai	27.26	(L) $P_3$ 27.19*	0.07	$P_3$ 27.05	0.21	
	7 Yasiro	28.06	$P_{22}$ 28.03*	0.03	" 28.01	0.05	
	8 Hukutiyama	29.65	$P_3$ 29.82*	-0.17	" 29.70	-0.05	
	9 Aogaki	32.34	" 32.24	0.10	" 32.19	0.15	
	10 Ikuno	35.07	" 35.11	-0.04	" 35.08	-0.01	
	11 Kawakami	35.91	" 36.05*	-0.14	" 35.96*	-0.05	
	12 Yamazaki	39.07	" 39.05	0.02	" 39.03	0.04	
	13 Kamigōri	41.71	" 41.71	0.00	" 41.72	-0.01	
	14 Yanahara	44.26	" 44.25	0.01	" 44.26	0.00	
	15 Yakage	49.6 ?	" 51.23				

8(a)に示された通りである。今、爆破地震動の観測から求められた地殻構造と、この分布状態とを比較すると、中居、大河原、大飯—福知山、亀岡—阿武山で第2層が露頭していることは負の異常が小さいことに対応し、三方、北仰の琵琶湖北部で第1層が厚いことは負の異常の最大にそれぞれ対応するように思われる。また上郡附近で第1層が薄いこと、淡路島方面にかけて第2—3層境界面が浅くなっていることは、重力の正の異常と関連するように思われる。

## 結 語

1957年から1960年まで、6回にわたって行われた御母ヶ岳爆破地震動の観測結果を解析して、Figs. 5 (a), (b); Figs. 8 (a), (b) および Figs. 9 (a), (b) に示されるような地殻構造が得られた。

### 東方測線

Model I においては、第1—2層境界面は松代附近で最も深く、また第2—3層境界面は中央部（発哺の直下附近に相当する）で最も深く、約38 kmであり、関東地方および御母衣の方へ向って浅くなっていることが特徴である。

Model II においては、第2—3層境界面の平均の深さは約35 kmである。

### 西方測線



Table 4. Calculated travel times and  $O-C$  residuals for each station in the Western profile B.

Station	$T_0$ (sec)	Model I			Model II	
		$T_0$ (sec)	$T_0 - T_0$ (sec)		$T_0$ (sec)	$T_0 - T_0$ (sec)
W 16 Arabuti	2.09	$P_1$ 2.08	0.01		$P_1$ 2.10	-0.01
17 Itosiro	3.73	" 3.73	0.00		" 3.76	-0.03
18 Ōgawara	8.74	$P_{21}$ 8.83*	-0.09		$P_2$ 8.74*	0.00
19 Gihu	13.12	" 13.10	0.02		$P_2'$ 13.05	0.07
20 Kinomoto	14.08	" 14.12	-0.04		" 14.04	0.04
21 Kaizu	17.91	" 18.47	-0.56		" 17.93*	-0.02
23 Kitoge	19.47	" 19.40	0.07		" 18.90	0.57
24 Imazu	20.2	$P_{22}$ 20.44	-0.2		" 20.03	0.2
25 Sirahige	21.57	" 21.55	0.02		" 21.27	0.30
26 Takasima	22.00	" 22.05	-0.05		" 21.82	0.18
27 Kido	23.95	(L) $P_{21}$ 23.89	0.06		" 23.51	0.44
28 Wani	23.9	$P_{22}$ 23.77	0.1		" 23.75	0.2
29 Bessyo	25.25	" 25.32	-0.07		" 25.24	0.01
30 Kyôto	27.20	" 27.15	0.05		" 27.13	0.07
31 Sikibigahara	28.40	" 28.39	0.01		$P_3$ 28.29	0.11
32 Kameoka	29.66	$P_3$ 26.79*	-0.13		" 29.76	-0.10
33 Taki	30.26	" 30.16*	0.10		" 30.16	0.10
34 Abuyama	30.69	" 30.82*	-0.13		" 30.57	0.12
36 Ōharano	32.73	" 32.72	0.01		" 32.73	0.00
37 Rokkô	36.05	(L) $P_{22}'$ 36.11	-0.06	(L) $P_2$	36.39	-0.34
38 Tainohata	37.10	$P_3$ 37.11	-0.01	$P_3$	37.11	-0.01
39 Suzuki	44.60	(L) $P_{22}'$ 44.57	0.03	(L) $P_2$	44.65	-0.05
40 Suhara	43.9 ?	$P_3$ 42.96		$P_3$	42.96	
41 Kitaama	43.20	$P_{32}$ 43.20	0.00	$P_3'$	43.16	0.04

Model I においては、近距離における第 1—2 層境界面は琵琶湖北部で最も深く、第 2—3 層境界面は西方へ傾斜して次第に深くなるが、淡路島方面へかけてまた浅くなる。最深点の深さは約 36 km である。

Model II においては、第 2—3 層境界面の平均の深さは 27~29 km である。

測線 A と B における結果を比較すれば明かなように、いずれの model においても、第 1 層は南側（近畿中央部および瀬戸内海側）から北側（日本海側）へ向つて薄くなっている。

全体を通じて見れば、Model I においては、東方および西方測線に沿う各地域の構造の間に著しい矛盾がない。第 2—3 層不連続面は、関東地方から西方へ向つて深くなり、中部地方で最も深く、御母衣附近では浅くなる。さらに近畿地方へ行くにつれて深くなるが、淡路島方面ではまた浅い。求められた地殻構造は重力の Bouguer anomaly の分布、およびこの spec-

trum から推定される構造<sup>7)</sup>と定性的には比較的良く対応しているように思われる。

第 2—3 層不連続面は恐らく Mohorovičić 不連続面と思われるが、Model I の第 3 層中の  $P$  波速度 7.70 km/sec は、mantle 上部の速度としてはやや小さいと考えられるため、多少の疑問の余地を残している。

さらに詳しい地殻構造を求めるためには、逆方向の観測と遠距離における観測が将来必要であろう。

終りにあたり、いろいろ助言を頂いた爆破地震動研究グループの方々に厚く感謝の意を表する次第である。また図表の作製その他この論文の準備に当つて頂いた藤田夫人にも記して御礼申し上げたい。

後記 地名のローマ字は日本式（訓令式）によつた。

#### 参 考 文 献

- 1) 爆破地震動研究グループ, 1961: 爆破地震動観測による日本中部の地殻構造, 第 1 部 御母衣爆破地震動の観測, 地震第 2 輯第 14 巻第 3 号。
- 2) 爆破地震動研究グループ会報, 1961: (準備中)
- 3) 爆破地震動研究グループ, 1958: 大爆破による関東地方北部の地下構造, 地震第 2 輯第 11 巻第 2 号, 102-113.  
T. Usami et al., 1958: Crustal structure in northern Kwantô District by explosion-seismic observations, Part 2. Models of crustal structure, Bull. Earthq. Res. Inst., 36, 349-357.
- 4) 村内必典, 1958: 爆破地震動研究グループ会報, No. 17, 9-10.
- 5) C. Tsuboi et al., 1955, 1956: Gravity survey along the lines of precise levels throughout Japan by means of a Worden gravimeter, Part VI, VIII, Bull. Earthq. Res. Inst. Suppl. Vol 4, Part. 5, 7.
- 6) ———, 1954: ibid., Part II, V, Suppl. Vol. 4, Part 2, 5.
- 7) 友田好文, 1960: 地表における重力の Spectrum から推定される地殻の厚さについて, 測地学会誌, 第 6 巻第 2 号, 47-55.

# 傾斜固定底を有する弾性流体内の弾性波伝播

地質調査所 南 雲 昭 三 郎

(昭和 36 年 6 月 15 日受理)

## Elastic Wave Propagation in a Liquid Layer Overlying a Sloping Rigid Bottom

Shozaburo NAGUMO

Geological Survey of Japan

(Received June 15, 1961)

2 dimensional elastic wave propagation in a liquid layer overlying a sloping rigid bottom is studied. Mode solutions exist. Elastic wave propagation in the layer is described by superposing the normal modes. The mode solutions take the forms of progressive wave in the range  $h_r > |\xi| > 0$ , namely in the range  $r(\theta_1 + \theta_2)/(2n-1)\lambda/4 > 1$ . Normal mode wave has dual dispersive property; phase velocity varies not only with frequency but also with distance. When the interface is inclined apparent phase velocity, which will be observed at a certain station, is expected to be generally different from the formal phase velocity, which is defined in the representation of progressive wave. However, in the special case of sloping rigid bottom, apparent phase velocity becomes equal to the formal phase velocity. Dispersion curve of the formal phase velocity corresponds to that of parallel interface when  $r(\theta_1 + \theta_2)$  is understood as the depth at the station. Apparent phase velocity increases as the mode wave progresses towards shallower direction, and decreases towards deeper direction. Apparent phase velocity at a certain station however does not depend upon the direction of the wave propagation. Apparent group velocity, which will be observed at a certain station, depends upon the location of the source.

### §1. 緒 言

厚さの変る層内を伝わる弾性波の問題は、海洋から大陸にわたる地殻における表面波の伝播、また深さの変る海での地震探査と関係して興味あるものである。本間正作 (1952) は、厚さの変る層内の Love 波を取り扱い、観測点近傍の平均的厚さに対応する Love 波が近似的に存在することを報告している。観測点の位置は任意にとつてあるから、厚さが連続的に変化する場合には一般的に Mode 波が存在することが予想される。それで今回最も簡単な場合として、弾性流体層の底面が傾斜、固定面である場合、その層内を伝わる Mode 波の存在および性質を調べてみた。この結果は弾性流体と SH 波との等価性 (佐藤泰夫 1954) によつて、SH 波の場合についても全く同様に成立つ。問題を簡単にするために 2 次元問題を取り扱う。

## §2. 形 式 解

2次元問題を取り扱い、第1図のように極坐標系をとる。自由表面を  $\theta = -\theta_1$  にとり、傾斜固定底を  $\theta = \theta_2$  にとる。線状源を  $\theta = 0, r = r_0$  に置く。弾性流体の密度および縦波速度をそれぞれ

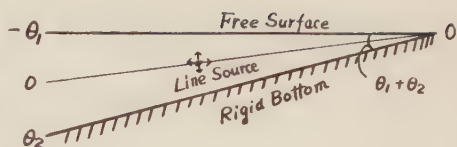


Fig. 1

$\rho, V$  とする。変位ポテンシャルを  $\phi$  とする。 $\phi$  の満たす波動方程式は

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \phi(r, \theta, t) = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi(r, \theta, t) \quad (1)$$

で与えられ、境界条件は

$$\rho \phi = 0 \quad (\theta = -\theta_1) \quad (2)$$

$$\partial \phi / \partial \theta = 0 \quad (\theta = \theta_2) \quad (3)$$

で与えられる。(1)~(3)式を、 $t$  についてラプラス変換すると、ラプラス変換された波動方程式、境界条件として次式を得る。

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - h^2 \right) \Phi(r, \theta, p) = 0 \quad (4)$$

$$\rho \Phi = 0 \quad (\theta = -\theta_1) \quad (5)$$

$$\partial \Phi / \partial \theta = 0 \quad (\theta = \theta_2)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで} \quad \Phi(r, \theta, p) &= L\{\phi(r, \theta, t)\} \equiv \int_0^\infty \phi(r, \theta, t) e^{-pt} dt \\ h &= p/V \end{aligned} \quad (7)$$

線状源函数  $\Phi_0$  として次式を用うる。

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= K_0(hR) \\ &= \int_0^\infty K_{i\xi}(hr) K_{i\xi}(hr_0) \cosh \xi(\pi \pm \theta) d\xi, \quad \theta \leq 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$R = \sqrt{r_0^2 + r^2 - 2rr_0 \cos \theta}$$

$K_0, K_{i\xi}$  0次、虚数次の変形ベッセル函数

波動方程式(4)の一般解  $\Phi$  は

$$\begin{aligned} \Phi(r, \theta, p) &= \Phi_0 + \int_0^\infty \{A(\xi) K_{i\xi}(hr) \cosh \xi(\pi - \theta) \\ &\quad + B(\xi) K_{i\xi}(hr) \cosh \xi(\pi + \theta)\} d\xi \end{aligned} \quad (9)$$

で与えられる。(9)式を境界条件(5)(6)式に代入すると  $A(\xi), B(\xi)$  が定まり

$$\begin{cases} A(\xi) = -K_{i\xi}(hr_0) \cosh \xi(\pi - \theta_1) 2 \sinh \xi \pi \cosh \xi \theta_2 / A \\ B(\xi) = K_{i\xi}(hr_0) \sinh \xi(\pi - \theta_2) \sinh \xi \pi \sinh \xi \theta_1 / A \end{cases} \quad (10)$$

$$A = \sinh 2\pi \xi \cosh \xi(\theta_1 + \theta_2) \quad (11)$$



となる。(10) (11) 式を(9)式に代入し、 $\Phi_0$  と第2項とを一緒にすると、波動方程式の解として

$$\Phi(r, \theta, p) = \int_0^\infty K_{i\xi}(hr) K_{i\xi}(hr_0) 2 \sinh \xi \pi G(\xi, \theta) d\xi \quad (12)$$

$$\begin{aligned} G(\xi, \theta) &= \cosh \xi \theta_2 \sinh \xi(\theta + \theta_1) / \cosh \xi(\theta_1 + \theta_2) & \theta < 0 \\ &= \sinh \xi \theta_1 \cosh \xi(\theta - \theta_2) / \cosh \xi(\theta_1 + \theta_2) & \theta > 0 \end{aligned} \quad (13)$$

を得る。この解が  $r < r_0$  の領域で収斂するためには  $K_{i\xi}(hr)$  を  $I_{i\xi}(hr)$  で分解する必要がある。また  $r > r_0$  の領域で収斂するためには  $K_{i\xi}(hr_0)$  を  $I_{i\xi}(hr_0)$  で分解する必要がある。したがって  $r \geq r_0$  で収斂する解としてそれぞれ

$$\begin{aligned} K_{i\xi}(hr) K_{i\xi}(hr_0) &= (\pi/2i \sinh \xi \pi) [I_{-i\xi}(hr_0) - I_{i\xi}(hr_0)] K_{i\xi}(hr) & r > r_0 \\ &= (\pi/2i \sinh \xi \pi) [I_{-i\xi}(hr) - I_{i\xi}(hr)] K_{i\xi}(hr_0) & r < r_0 \end{aligned} \quad (14)$$

の形をとる。(14)式を(12)式に代入し、 $\xi$  に関する積分範囲を  $-\infty \sim \infty$  に変換すると

$$\begin{aligned} \Phi(r, \theta, p) &= - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{i} K_{i\xi}(hr) I_{i\xi}(hr_0) G(\xi, \theta) d\xi & r > r_0 \\ &= - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{i} K_{i\xi}(hr_0) I_{i\xi}(hr) G(\xi, \theta) d\xi & r < r_0 \end{aligned} \quad (15)$$

となる。 $G(\xi, \theta)$  は(13)式に与えられているものである。(15)式はラプラス変換空間における形式解である。

### § 3. Mode 解

原空間における解は形式解(15)式にラプラス逆変換を行なうことによつて求められる。この逆変換積分を遂行するに際して色々の方法が考えられる。ここではまず境界面が平行である場合の Mode 解（例えば Love 波）との関係を見るために、(15)式の Mode 解を調べてみることにする。(15)式の積分は(13)式の  $G(\xi, \theta)$  から明らかなように  $\cosh \xi(\theta_1 + \theta_2) = 0$  に極を持つ。すなわち

$$\xi_n = i(n-1/2)\pi/(\theta_1 + \theta_2) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

に極を持つ。 $\xi$ -平面でその他の特異点は存在しない。したがって(15)式の積分を  $\xi$ -平面でコンター積分を行なつて、

$$\begin{aligned} \Phi(r, \theta, p) &= -2\pi i \sum_{n=1}^{\infty} \text{Residue} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Phi_n(r, \theta, p) &= (2\pi^2) K_{i\xi_n}(hr) I_{i\xi_n}(hr_0) [G]_{\xi_n} & r > r_0 \\ &= (2\pi^2) K_{i\xi_n}(hr_0) I_{i\xi_n}(hr) [G]_{\xi_n} & r < r_0 \end{aligned} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} [G]_{\xi n} &= (-)^n \sinh \xi_n \theta_1 \cosh \xi(\theta - \theta_2)/(\theta_1 + \theta_2) & \theta > 0 \\ &= (-)^n \cosh \xi_n \theta_2 \sinh \xi(\theta + \theta_1)/(\theta_1 + \theta_2) & \theta < 0 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

となる。(17)～(19)はラプラス変換空間における Mode 解であり、 $\Phi_n$  は  $n$  番目の Mode 解である。このことは、底境界面が傾斜、固定底である場合でも、その弾性流体内の波動伝播が Mode 解によつて表現できることを意味している。

#### §4. Mode 解の性質

前節で得られた Mode 解が進行波の形をとるであろうか。 $K_{i\xi}(hr)$ ,  $I_{i\xi}(hr)$  の漸近展開の形を調べてみると、 $hr > |\xi| > 0$  の範囲では Mode 解は進行波の形をとり、その他の領域では明らかな進行波の表現をとらないことが分る。それで  $hr > |\xi| > 0$  の領域における Mode 解の性質を調べてみる。漸近展開 (Erdelyi 1953)

$$\begin{aligned} K_{i\xi}(hr) I_{i\xi}(hr_0) &= \{ \Gamma(1/2)/2\pi \} (h^2 r^2 - \xi^2)^{-1/4} (h^2 r_0^2 - \xi^2)^{-1/4} \exp[-\sqrt{h^2 r^2 - \xi^2} \\ &\quad + \sqrt{h^2 r_0^2 - \xi^2} - \xi \sin^{-1}(\xi/hr) + \xi \sin^{-1}(\xi/hr_0)] \\ K_{i\xi}(hr_0) I_{i\xi}(hr) &= \{ \Gamma(1/2)/2\pi \} (h^2 r^2 - \xi^2)^{-1/4} (h^2 r_0^2 - \xi^2)^{-1/4} \exp[-\sqrt{h^2 r_0^2 - \xi^2} \\ &\quad + \sqrt{h^2 r^2 - \xi^2} - \xi \sin^{-1}(\xi/hr_0) + \xi \sin^{-1}(\xi/hr)] \quad hr > |\xi| > 0 \end{aligned} \quad (20)$$

を用い、記号

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{h^2 r^2 - \xi_n^2} &= \eta r \equiv \frac{p}{C_n} r \\ \sqrt{h^2 r_0^2 - \xi_n^2} &= \eta_0 r = \frac{p}{C_{0n}} r \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} j \varepsilon_n &= \xi_n \sin^{-1}(\xi_n/hr) \\ j \varepsilon_{0n} &= \xi_n \sin^{-1}(\xi_n/hr_0) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

を用いると Mode 解  $\Phi_n$  (18) 式の漸近展開は

$$\begin{aligned} \Phi_n(r, \theta, p) &\approx \pi [G]_{\xi n} \Gamma(1/2) (\eta_0 r_0)^{-1/2} (\eta r)^{-1/2} \exp[-\eta r + \eta_0 r_0 - j \varepsilon_n + j \varepsilon_{0n}] \quad r > r_0 \\ &\approx \pi [G]_{\xi n} \Gamma(1/2) (\eta r)^{-1/2} (\eta_0 r_0)^{-1/2} \exp[-\eta_0 r_0 + \eta r - j \varepsilon_{0n} + j \varepsilon_n] \quad r < r_0 \end{aligned} \quad (23)$$

$$hr > |\xi| > 0$$

となる。この解の分散性を調べるために、周期的源に対する解を調べてみる。ラプラス変換空間における解から周期的源に対する解を求めるには変換のパラメタ  $p$  を  $p = j\omega$  と変換してやればよい。すると原空間の解  $\phi(r, \theta, t)$  は

$$\phi(r, \theta, t) = \Phi(r, \theta, ) e^{j\omega t} \quad (24)$$

となる。したがつて原空間における周期解は、(23) 式から

$$\begin{aligned} \phi_n(r, \theta, t) &\approx \pi [G]_{\xi n} \Gamma(1/2) (\eta_0 r_0)^{-1/2} (\eta r)^{-1/2} \exp[j\omega t - \eta r + \eta_0 r_0 - j \varepsilon_n + j \varepsilon_{0n}] \\ &\approx \pi [G]_{\xi n} \Gamma(1/2) (\eta_0 r_0)^{-1/2} (\eta r)^{-1/2} \exp[j\omega t - \eta_0 r_0 + \eta r - j \varepsilon_{0n} + j \varepsilon_n] \end{aligned}$$

$$r \geq r_0 \quad (25)$$

と求められる。

位相速度 (21)式と(16)式から  $C_n$  の表現を求めると,

$$(\omega/C_n)r(\theta_1+\theta_2)\sqrt{(C_n/V)^2-1} = (n-1/2)\pi \quad (26)$$

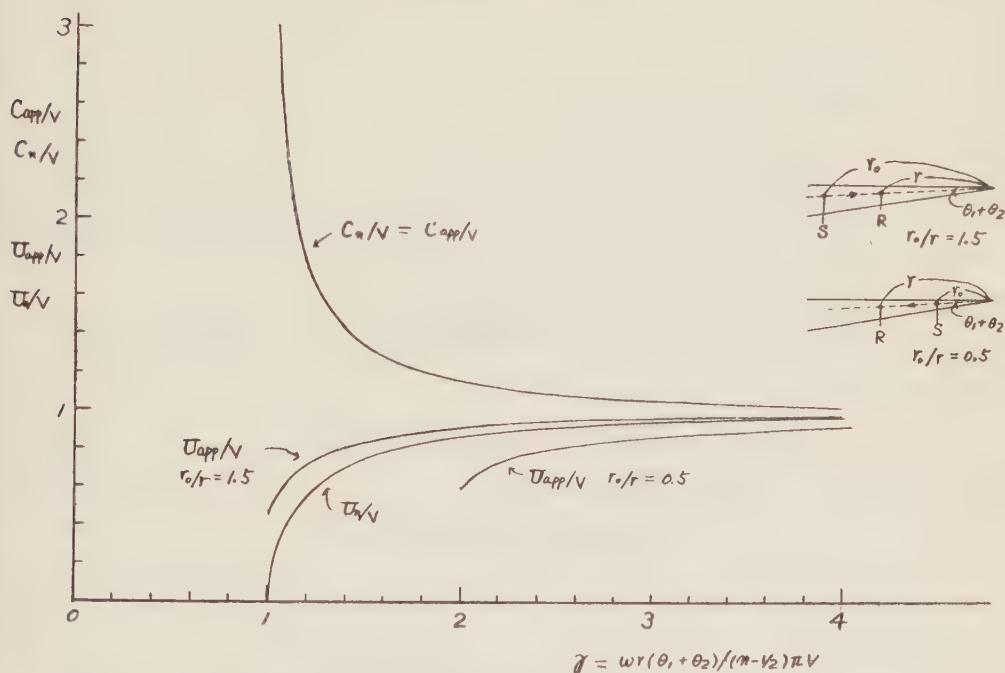


Fig. 2. Dispersion Curves of phase velocity and group velocity  
 $C_{app}$ : apparent phase velocity;  $C_n$ : formal phase velocity;  
 $U_{app}$ : apparent group velocity;  $U$ : formal group velocity

となる。これは  $C_n$  に対する速度方程式である。 $C_n$  は  $\omega$  と  $r$  との函数である。このことは  $C_n$  が周波数と距離について分散性を持つことを意味している。 $C_n$  が距離  $r$  の函数であり、また進行波表現の指数の中に位相差の項があるので、 $C_n$  は形式的な位相速度と呼ばれるべきものであり、ある観測点で観測されるであろう位相速度とは異なるものである。 $r(\theta_1+\theta_2) = H$  と書くと、速度方程式 (26) 式は深さ  $H$  の平行境界面の速度方程式と一致する。速度方程式 (26) 式を簡単な表現で示せば

$$C_n/V = \gamma/\sqrt{\gamma^2-1} \quad (27)$$

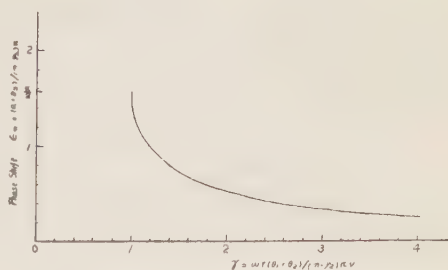


Fig. 3. Dispersion of phase shift  $\epsilon_n$

$$\begin{aligned}
 \gamma &= \omega r (\theta_1 + \theta_2) / \left( n - \frac{1}{2} \right) \pi V \\
 &= k r (\theta_1 + \theta_2) / \left( n - \frac{1}{2} \right) \pi = r (\theta_1 + \theta_2) / (2n-1) \lambda / 4 \quad (28) \\
 &\quad \left( k = \frac{\omega}{V}, \quad \lambda \frac{\omega}{2\pi} = V \right)
 \end{aligned}$$

となる。  $C_n/V$  を第2図に示す。

つぎに位相偏移  $\varepsilon_n$  をみてみよう。(22), (16)式から

$$\varepsilon_n = (n-1/2) \pi \sin^{-1}(1/r) / (\theta_1 + \theta_2) \quad (29)$$

となる。 $\varepsilon_n$  の曲線を第3図に示す。位相偏移  $\varepsilon_n$  は距離  $r$  とともに変化する。以上のように、形式的な位相速度  $C_n$  と位相偏移が、波の進行とともに変化するので、ある観測点で観測されるであろう位相速度はどのようなものであるかを調べてみる。

ある観測点で観測される位相速度を見かけの位相速度  $C_{app}$  と呼び、ある位相に着目したときその位相の速度で定義されるものとする。すなわち

$$C_{app} = \partial r / \partial t \quad (30)$$

で定義することにする。Mode 解(26)式の位相

$$\omega t - (\omega/C_n) r + (\omega/C_{0n}) r_0 - \varepsilon_n + \varepsilon_{0n} = K \quad (31)$$

$K$ : 着目する位相の常数

を  $r$  について微分すると

$$\frac{\partial t}{\partial r} \equiv \frac{1}{C_{app}} = \frac{1}{C_n} \left( 1 - \frac{r}{C_n} \frac{\partial C_n}{\partial r} \right) + \frac{1}{\omega} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial r} \quad (32)$$

となる。これが見かけ位相速度の表現である。この式から一般には見かけ位相速度  $C_{app}$  は形式的な位相速度  $C_n$  と異なることが予想される。このことは境界面が傾斜している場合の大事な性質ではなかろうか。しかしながら、今回の場合は(32)式をさらに計算してみると、すなわち(27)~(29)式を(32)式に入れて計算してみると  $C_{app} = C_n$  となる。このように見かけの位相速度と形式的位相速度が今回の場合一致するということは分散曲線(27)が特別な形をとっているためであり一般的な場合、すなわち、下層を考慮に入れる場合には  $C_{app} \neq C_n$  となるものと予想される。

見かけ位相速度の分散曲線(第2図)は色々面白い性質を示している。(i) ある観測点で観測される位相速度は波の進行方向によつて変化しない。このことは見かけ位相速度の定義において  $r$  で微分するため、 $r_0$  が無関係になることから知られる。(ii) 見かけ位相速度はそのMode波が浅い方へ進行するとともに速くなり、深い方へ進行するとともに遅くなる。(iii) 見



かけ位相速度は  $\gamma=1$  に遮断周波数を持つ. この条件は漸近展開領域の条件  $hr>|\xi|>0$  と一致する. すなわち

$$r(\theta_1 + \theta_2)/(2n-1)\lambda/4 > 1 \quad (33)$$

の領域で進行波の表現をとる. この遮断周波数の条件は平行層の Love 波についての佐藤泰夫 (1951) の示した条件と対応する.

**群速度** つぎに群速度を定義にかえて調べてみる. 波群 (wave group)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp j\{\omega t - \eta_n r + \eta_{0n} r_0 - \varepsilon_n + \varepsilon_{0n}\} d\omega \quad (34)$$

で表現され, ある観測点である時間で観測される波速 (wave train) は Saddle point 近似で求められる. Saddle point を求める条件式は

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \{\omega t - \eta_n r + \eta_{0n} r_0 - \varepsilon_n + \varepsilon_{0n}\} = 0 \quad (35)$$

である. したがって

$$t - \left(\frac{\partial \eta_n}{\partial \omega}\right) r + \left(\frac{\partial \eta_{0n}}{\partial \omega}\right) r_0 - \frac{\partial}{\partial \omega} \varepsilon_n + \frac{\partial}{\partial \omega} \varepsilon_{0n} = 0 \quad (36)$$

それゆえ

$$U_n = \partial \omega / \partial \eta_n, \quad U_0 = \partial \omega / \partial \eta_{0n} \quad (37)$$

と書くと, (36) 式は

$$t - \frac{r}{U_n} + \frac{r_0}{U_{0n}} - \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \omega} + \frac{\partial \varepsilon_{0n}}{\partial \omega} = 0 \quad (38)$$

となる.

(37) 式で定義される  $U, U_0$  は (38) 式にみられるように通常観測から求める群速度と異なっている. したがって (37) 式で定義される  $U, U_0$  は**形式的群速度**と呼ばれるべきものであろう. それで観測記録から群速度を求める通常の操作にのつとつて, **見かけの群速度**  $U_{app}$  を

$$U_{app} = (r - r_0)/t \quad (39)$$

と定義することにする. すると (38) (39) 式によつて

$$\frac{1}{U_{app}} = \frac{1}{U_n} \left( \frac{r}{r - r_0} \right) - \frac{1}{U_{0n}} \left( \frac{r_0}{r - r_0} \right) + \frac{1}{r - r_0} \left( \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \omega} \right) - \frac{1}{r - r_0} \left( \frac{\partial \varepsilon_{0n}}{\partial \omega} \right) \quad (40)$$

となり, 計算を遂行して

$$\frac{U_{app}}{V} = \frac{1 - (r_0/r)}{U_n/V\sqrt{(r_0/r)^2 - (1/\gamma)^2}} \quad (41)$$

$$\frac{1}{U_n} = \left( \frac{1}{C_n} \right) \left( 1 - \frac{\omega}{C_n} \frac{\partial C_n}{\partial \omega} \right)$$

となる。(41)式が見かけ群速度の表現であり、その分散曲線を第2図に示す。 $r_0/r=0.5$ ,  $r_0/r=1.5$  の場合を示してある。(14)式と分散曲線から色々面白い性質が知られる。(i) ある観測点で観測される群速度は震源の位置によつて異なる。(ii) ある観測点で観測される群速度は波の進行方向によつて異なり、浅い方へ進行する場合の群速度は速く、深い方へ進行する場合は遅い。(iii) 形式的群速度  $U_n$  は  $r(\theta_1+\theta_2)=H$  を深さとする平行層のそれと等しい。(iv) 遮断周波数は震源、観測点いずれか浅い方の深さによつてきまる。

## §5. 結 論

Mode 波の分散現象に対する境界面の傾斜の影響をみるために、傾斜固定底を有する弾性流体層内の伝播を2次元の場合について調べ、下記のような結果を得た。

(1) この場合にも平行境界面の場合と同様に Mode 解が存在し、層内の弾性波伝播は Mode の重畳によつて記述されうる。

(2) Mode 解は  $hr>|\xi|>0$ , すなわち  $r(\theta_1+\theta_2)/(2n-1)\lambda/4>1$  の領域において進行波の形をとる。その他の領域では単純な進行波の形をとらない。

(3) 各 Mode 波は二重の分散性を示す。すなわち位相速度は周波数と距離とともに変化する。

(4) ある観測点で観測されるであろう位相速度を見かけ位相速度と定義すると、それは、進行波表現の中に示される形式的位相速度と一般には異なることが予想される。しかし、今回の場合は、両者が一致している。

(5) 形式的位相速度の分散曲線は、 $r(\theta_1+\theta_2)$  を深さとする平行境界面をもつ層内の分散曲線と一致する。

(6) 見かけ位相速度は、Mode 波が浅い方へ進行するとともに速くなり、深い方へ進行するとともに遅くなる。しかし、ある観測点で観測している場合は、見かけ位相速度は Mode 波の進行方向によつて変化しない。

(7) ある観測点で観測される見かけ群速度は震源の位置によつて変化する。見かけ群速度は波速が浅い方へ進行する場合大きく深い方へ進行する場合は小さくなる。

(8) 各 Mode 波の遮断周波数は震源、観測点いずれか浅い方によつて決まる。

境界面の傾斜が Mode 波の分散現象におよぼす影響は、今回の簡単な模型についての考察からも分るように、一般的な弾性体の成層構造については非常に複雑になることが予想される。したがつて分散波から地下構造を求める場合は実験的にもまた数理的にもよく確められた理論に基づいて行なう必要があると思われる。

## 引用文献

- A. Erdélyi (1953): Higher Transcendental Functions Vol. II, McGraw-Hill.
- S. Homma (1952): Love Waves in a Surface Layer of Varying Thickness, *Geophys. Mag.*, Vol. 24, pp. 9-14.
- Y. Satô (1951): Study on Surface Waves, II: Velocity of Surface Waves Propagated upon Elastic Plates, *Bull. Earthquake Research Inst.*, Vol. 29, pp. 223-262.
- Y. Satô (1954): Study on Surface Waves. X: Equivalency of SH waves and Sound Waves in a Liquid, *Bull. Earthquake Research Inst.*, Vol. 32, pp. 7-16.

# 寄 書

## ウィスパリング ギャラリー 内を伝はる音のノーマル モードによる説明

東京大学地震研究所

佐 藤 泰 夫

(昭和 36 年 5 月 13 日受理)

Normal Mode Interpretation of the  
Sound Propagation in Whispering Galleries

Yasuo SATO

Earthquake Research Institute,  
Tokyo University

(Received May 13, 1961)

ウィスパリング ギャラリー内の音の伝播は、注目に価する現象であり、ロードレーリーの著書<sup>1)</sup>の中にも、ロンドンのセントポール寺院で見られるこの現象についての記述と説明とがある。この寺院は、イギリスに今日その沢山の作がのこつてゐるクリストファーレンの傑作の一つであり、1 シリングを投じてギャラリーに登れば、訪問者のために黒衣の僧が行なつてゐる実験に加はり、寺院の歴史について語つてゐるさゝやきを聞くことができる。

筆者は 1960 年夏、しばしばここを訪ねる機会を持つたが、その経験によれば、レーリーの本にかゝれてゐる彼の解釈は正しく、上のドームからの音の反射が主要な原因であるとする王室天文学者の意見には賛同しがたい。それは実験者の丁度反対側に立つと、音が全く聞えないのに反して、壁にそつて僧に近づく時、音が次第に強くなることから明らかに思はれる。

レーリーの説明は、今日の弾性表面波の用語を以てすれば、“Ray theory”にもとづくものであるが、同じ現象が“Normal mode theory”によつても記述しうすることは、よく知られてゐる所である。

今速度ポテンシャルを  $\phi$  とし、球座標  $R, \theta, \varphi$  をとれば

$$\phi = ([p/c]R)^{-1/2} J_{n+1/2}([p/c]R) Y_n(\theta, \varphi)$$

$$\cdot \exp(i p t) \quad (1)$$

と表はされる。こゝに  $p$  は角振動数、 $c$  は音の速度、 $J_n$  はベッセル函数、 $Y_n(\theta, \varphi)$  は表面球函数である。

ギャラリーを半径  $a$  の剛な壁によつて表はせば境界条件は

$$R=a \text{ で } \partial\phi/\partial R=0 \quad (2)$$

これから次の方程式がみちびかれる。

$$\partial[\xi^{-1/2} J_{n+1/2}(\xi)]/\partial\xi=0, \quad \xi=(p/c)a \quad (3)$$

ギャラリーは周囲約 100 メートル、音の波長を 1 m とすれば、 $n$  は 100 の程度の数となる。 $n=15$  の附近で数値解法を試みると  $n+1/2 < \xi$  である事がわかるから、この場合に適応するベッセル函数の漸近展開式<sup>2)</sup>

$$J_\nu(\nu \sec \beta) \sim \left( \frac{-2}{\pi \nu \tan \beta} \right)^{1/2} \left[ \cos Q + \frac{1}{\nu} \cot \beta \cdot \left( \frac{1}{8} + \frac{5}{24} \cot^2 \beta \right) \sin Q \right] \quad (4)$$

$$Q = \nu (\tan \beta - \beta) - \pi/4$$

を使用すれば、上の(3)式は

$$\frac{1}{\nu} \left( \frac{7}{24} \tau^3 + \frac{7}{8} \tau \right) + \left[ \frac{1}{\nu^2} \left( \frac{35}{48} \tau^6 + \frac{35}{24} \tau^4 + \frac{9}{8} \tau^2 \right) + 1 \right] \tan Q = 0 \quad (5)$$

$$\tau = \cot \beta,$$

$$\nu = n + 1/2, \quad \nu \sec \beta = \xi \quad (6)$$

の形に導かれる。

此の式は  $\nu\beta^3$  が有限値に収束するやうな解を持つことがわかるから、この事を考慮に入れて変形すると

$$\frac{7}{24} \frac{1}{\nu\beta^3} + \left( \frac{35}{48} \frac{1}{\nu^2\beta^6} + 1 \right) \tan \left( \frac{1}{3} \nu\beta^3 - \frac{\pi}{4} \right) = 0 \quad (7)$$

がえられ、その解は

$$\nu\beta^3 = 1.59 \quad (8)$$

となる、これと(6)とを組合せて

$$\xi = n + 0.79 \cdot n^{1/3} + 0.5 + O(n^{-2/3}) \quad (9)$$

がえられる、

半径方向についての  $\phi$  の強度分布は、函数

$$\Phi = A \cdot ([R/a] \cdot \xi)^{-1/2} \cdot J_{n+1/2}([R/a] \cdot \xi) \quad (10)$$

によつて与へられる。



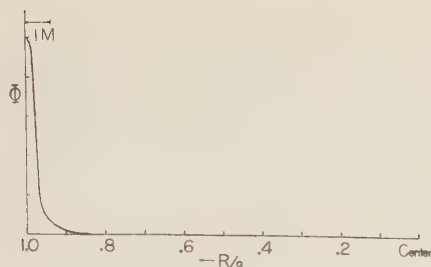


Fig. 1

$n$  を 100 ととり, (9) からえられる  $\xi$  を用いて, 函数  $\Phi$  の数値計算を行なった,  $A$  は任意であるから,  $R=a$  で  $\Phi=1$  となるやうに定めた.

図に示された曲線の特性は, 筆者のセントポール寺院における耳による実験とよく一致する. 耳を壁から 20~30 cm うごかしても音の強さはさほど変わらない. しかしこれから後は急速に減少する. 壁にそつて設けられた回廊は幅 2 m ほどであり, これ以上耳を壁から遠ざけることはできないが, このあたりでは実際上さうやきはほとんど聞えないから問題とならない.

かうした性質はいはゆる “Guided wave” のそれと全く一致する. 均質な半無限体では音波はレーリー波のやうな表面波を形成しない. しかし媒質が球形の剛な壁によつて囲まれてゐる時, 上のやうな表面波が存在し, これがウィスバリング ギャラリーの現象として観察される. 壁は実際には完全な球形ではないが, 現象を説明するためのあらい近似としては役立つものと考えられる.

### 参 考 文 献

- 1) Lord Rayleigh, “Theory of Sound”, Vol. 2, § 287. Ewing, M. and Press, F., “Surface waves and guided waves”, Encyc. Phys., XLVII (Springer Verlag, 1956).
- 2) Watson, G. N., “Theory of Bessel functions”, Chap. 8.

## 最小自乗法によつて決めた 係数相互の関係について

東京大学地震研究所

安 芸 敬

(昭和 36 年 6 月 29 日受理)

Correlation between coefficients determined  
by the least squares method.

Keiiti AKI

Earthquake Research Institute,  
Tokyo University

(Received June 29, 1961)

最近, 2, 3 の論文において, 地震のマグニチュードと頻度の関係あるいはマグニチュードと振巾・距離の関係を最小自乗法できめて, きめた係数の間に著しい関係のあることが指摘されている. この係数相互の關係に物理的意味を求めようとしている人もある. この關係が実は全く確率的な(偶然的な)ものとして説明できることを示すのがこの寄書の目的である.

著しい係数間關係の例につぎのものがあつた. 早津<sup>4)</sup>は日本各地の地震観測点別に, マグニチュードを決める公式をつくつた. すなわち

$$M = \log A + \alpha \log A + \gamma$$

( $M$ : マグニチュード,  $A$ : 最大振巾(ミクロン),  $A$ : 震央距離(浬))を用いて, 観測点別にと  $\alpha$  と  $\gamma$  をきめた. 坪井<sup>1)</sup>が指摘しているやうに, こうしてきめた  $\alpha$  と  $\gamma$  の間にみごとな直線關係が存在する. もう一つの著しい例はマグニチュードと頻度との關係で, 世界各地の地震域に  $\log N = \alpha - \beta M$  の式をあてはめて最小自乗法で  $\alpha, \beta$  を求めると,  $\alpha$  と  $\beta$  とがきれいな直線關係になる<sup>3)</sup>.

一般に,  $x$  を指定変数とし,  $y$  を平均値  $a + bx$ , 分散  $\sigma^2$  の正規分布にしたがう確率変数とすると,  $(x_i, y_i, i=1, 2, \dots, n)$  の標本を用いて最小自乗法によつて求めた  $a, b$  の値  $\hat{a}, \hat{b}$  は, 2 変数の正規分布にしたがう. 正規回帰論<sup>5)</sup>にしたがうと,  $\hat{a}$  の平均値は  $a$ , 分散は

$$\frac{\sigma^2 \sum_1^n x_i^2}{n \sum_1^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (1)$$

$\hat{b}$  の平均値は  $\bar{b}$ , 分散は

$$\frac{\sigma^2}{\sum_1^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (2)$$

$\hat{a}$  と  $\hat{b}$  の相関係数  $\rho$  は

$$\rho = - \frac{\sum_1^n x_i/n}{\sqrt{\sum_1^n x_i^2/n}} = - \frac{\bar{x}}{\sqrt{x^2}} \quad (3)$$

となる。すなわち  $\rho$  は  $x$  の平均値  $\bar{x}$  が 0 でない限り 0 でない。つまり、いろいろの標本について  $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  を求め、 $\hat{b}$  を横軸、 $\hat{a}$  を縦軸にとつてプロットすると、点の分布はある規則性をもつ。 $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  は 2 変数の正規分布にしたがうので、点のばらつく分布は平均値 ( $a$ ,  $b$ ) を中心とする楕円型になる。楕円の長軸が  $\hat{b}$  軸と交わる角を  $\theta$  とすると、

$$\tan \theta = - \frac{1}{2\bar{x}} \left\{ \bar{x}^2 - 1 + \sqrt{4\bar{x}^2 + (\bar{x}^2 - 1)^2} \right\} \quad (4)$$

$-\tan \theta$  が、 $\bar{x}$  より大きく  $\bar{x}^2/\bar{x}$  より小さいことは容易に示すことができる。 $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  の相関係数が大きい程、楕円の長軸の長さや短軸の長さの比が大きくなり、 $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  間にきれいな直線関係が見られることになる。この長軸と短軸の比を  $r$  とすると、

$$r = \sqrt{\frac{1/\bar{x} - \tan \theta}{\bar{x}^2/\bar{x} + \tan \theta}} \quad (5)$$

となる。つぎに 2, 3 の例について  $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  の関係がどうなるかしらべて見よう。

例 1)  $\log N = \alpha - \beta M$  の式で、 $M$  が 6 と 8 の間の地震資料から  $\alpha$ ,  $\beta$  をきめるとする。

$$\bar{M} = 7.0$$

$$\bar{M}^2 = \frac{1}{8-6} \int_6^8 M^2 dM$$

として、 $\alpha$ ,  $\beta$  の相関係数  $\rho$  を式 (3) により求めると、 $\rho = 0.9966$  という高い値になる。確率楕円の長軸と短軸の比はおおよそ 80 位になつて、 $\alpha$ ,  $\beta$  の間にきれいな直線関係が期待される。その直線の勾配  $\tan \theta$  は、式 (4) から 7.046 となつて  $\bar{M} = 7.0$  と  $\bar{M}^2/\bar{M} = 7.0476$  の間にある。坪井の図から<sup>3)</sup>、実際

の勾配を求めて見ると、約 7.1 となつている。つまり、 $\alpha$ ,  $\beta$  の関係は、確率論的に充分説明される。

例 2)  $M - \log A = \alpha \log A + \gamma$  の式を使つてかり、 $A$  が 100 軒から 1000 軒の地震資料から  $\alpha$ ,  $\gamma$  を求める場合を考える。 $\log A$  は 2 から 3 の範囲で一様に分布していると仮定して、 $\alpha$  と  $\gamma$  の相関係数を求めると、 $-0.9934$  という値になる。これも大変強い相関で、確率楕円の長軸短軸比は 25.3 になる。長軸の勾配  $\tan \theta$  は、 $-2.5288$  となる。 $-\tan \theta$  は  $\log A$  の平均値  $\log A = 2.5$  と  $(\log A)^2/\log A = 2.5333$  の間にあり、それらの値ときわめて近い。相関が強い場合には、勾配は大体  $\log A$  にひとしいと見てよい。早津<sup>4)</sup>は、彼の用いた資料について、 $\log A$  をだしているが、それは、2.6 から 2.9 の範囲になり、中央値は 2.75 である。一方、坪井が早津の資料からプロットした  $\alpha$ - $\gamma$  の図を見ると、勾配  $-\tan \theta$  は大体 2.75 になつている。すなわち、この場合も、確率論的に説明できることになる。

長宗および関<sup>2)</sup>は、長周期の表面波をつかつて、上と同じような式でマグニチュードをきめているが、その際にも  $\alpha$  と  $\gamma$  の間に直線関係のあることを指摘している。この場合には遠震がつかわれているので、 $\log A$  は大きく、 $\alpha$  と  $\gamma$  の直線関係の勾配も大きくなることが予想される。その勾配  $-\tan \theta$  は 5 であつて、早津の場合よりはるかに大きい。一方松代のみの資料については、 $\log A$  は大体 3.8 程度である。勾配の値との喰い違いが少し大きい、他の観測点についての  $\log A$  が判らないので、この喰い違いが有意義かどうかは結論できない。

例 3) 最近飯田<sup>6)</sup>は、 $A$  の代りに  $S-P$  時間  $\tau$  を用いて、 $M = \log A + a \log \tau + c$  の式を日本の地震についてあてはめている。その際にも  $a$  と  $c$  との間に直線関係が見出され、勾配  $-\tan \theta$  は、1.28 と求められている。仮りに、 $S-P$  時間の範囲が 5 ~ 50 秒だつたとすると、確率論的に期待される勾配は 1.241 となる。 $a$ ,  $c$  の関係も確率的に説明されることになる。この場合の相関係数は  $-0.9724$ , 確率楕円の長軸・短軸比は 8.6 である。

## 文 献

- 坪井忠二：地震，10，6~23。

- 2) 長宗留男, 関 彰: 地震, 10, 79~85.
- 3) Tsuboi, C.: Jour. Phys. Earth, 6, 51~56.
- 4) 早津昭男: 地震, 8, 75~79.
- 5) Wilks, S.S., 小河原正巳訳: 数理統計学, 春日出版社, p. 249.
- 6) 飯田汲事: 地震学会昭和 36 年度春期講演会.

## 湿った粒状媒質中の縦波 の速度について (I)

東京大学地震研究所

桃 井 高 夫

(昭和 36 年 8 月 3 日受理)

On the Longitudinal Wave Velocity in  
the Moist Granular Media (I)

Takao MOMOI

Earthquake Research Institute of

Tokyo University

(Received August 3, 1961)

1. 湿った土壤中で 100 m/s~1000 m/s 程度の遅い速度の弾性波が知られている。そこで土壤中の含水率と縦波速度との関係を調べてみよう。

2. 縦波の速度 ( $V_p$ ) は  $V_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_L}$  で与えられる。ここで  $\lambda, \mu$  はラメ常数,  $\rho_L$  は bulk density。他方, 一様に  $u$  だけ圧縮されたとき, 等方性媒質単位体積当りの free energy  $F$  は  $F = (\lambda + 2\mu)(3u^2/2 + 0(u^2))$  で与えられる。したがって,  $V_p = \sqrt{(d^2 F / d u^2)_{u=0} / \rho_L}$  となる。ここで  $F$  はつぎの  $F_1, F_2, \dots, F_6$  の和である。

$F_1$ : 粒状媒質の圧縮に対する free energy;

$F_2$ : 含水の表面張力による free energy;

$F_3, F_4$  および  $F_5$ : 空孔の体積変化による水蒸気, 含水および空気の free energy;

$F_6$ : 含水の体積変化による水の free energy;

i)  $F_1$  について

粒子は互に滑らないと仮定する。温度  $T$  の単位体積 (以下, C. G. S. 単位系用いる) の粒子の集合 ( $\Sigma$ ) を考える。粒子内部の free energy を計算することはむずかしいので, 粒子間の相互作用に基づく free energy を算出する。 $\Sigma$  中の粒子数を  $N$ , 粒子の質量を  $m$ , 粒子の座標と運動量を  $x_{ir}, p_{ir}$  ( $i$

$= x, y, z; r=1, 2, \dots, N$ ),  $h$  を Planck 常数,  $k$  を Boltzmann 常数,  $\Phi$  を  $\Sigma$  中の粒子間のポテンシャルエネルギーの和とすると, 粒子集合の分配関数  $Z$  はつぎのごとくなる。

$$Z = \frac{1}{N! \cdot h^{3N}} \iint \dots \int \exp \left[ \left\{ - \sum_{i,r} \frac{1}{2m} (P_{ir})^2 - \Phi \right\} / kT \right] \cdot \Pi dP_{ir} \cdot dx_{ir} \quad (1)$$

他方, Hertz<sup>1)</sup>によつて

$$\Phi = \frac{zN}{2} \cdot \frac{\sqrt{2R_{ia}}}{5D} \cdot h_1^{5/2} \quad (2)$$

ここで,  $R_{ia}$ : 一点接触のときの粒子半径;  $R_r$ : 媒質の圧縮された状態 (変位  $u$  はさらにこれに加えられるもので, 変位  $u$  による状態ではない) での

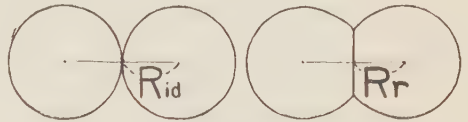


Fig. 1

粒子半径 (Fig. 1);  $z$ : 配位数;  $h_1 \simeq h_0 + u/N^{1/3}$  ( $h_0 = 2(R_{ia} - R_r)$ );  $D = 3(1 - \sigma_0^2)/2E$ ;  $\sigma_0$ : Poisson 比;  $E$ : Young 率, である。

(2) を (1) に代入して, 統計力学における free volume theory を適用すると,

$$Z = \frac{1}{N!} \cdot \left( \frac{2\pi m kT}{h^2} \right)^{3N} \cdot \exp \left[ - \frac{zN}{2} k_0 h_1^{5/2} / kT \right] \cdot v^N,$$

ところで,  $k_0 = \sqrt{2R_{ia}/5D}$ ,

$$v \simeq (1 - u)^3 / N - 4\pi R_r^3 / 3.$$

で与えられる。

ここでボルツマンの関係式  $F = -kT \log Z$  を用い,  $u$  に関して 2 回微分すると, 次式を得る。

$$\left[ \frac{d^2 F}{du^2} \right]_{u=0} \sim 3NkT \left\{ \frac{zN}{2} \cdot k_0 \cdot \frac{15}{4} \cdot \frac{h_0^{1/2}}{N^{2/3}} \right\} \quad (3)$$

ii)  $F_2$  について

粒子間の空隙は必ずしも, 完全な球ではないけれども, 今, これを半径  $r$  の球と仮定すれば (Fig. 2).

$$\delta F_2 : N_h \cdot \sigma \cdot \delta A : N_h \cdot \sigma \cdot 8\pi r_0 \cdot \delta r \quad (4)$$

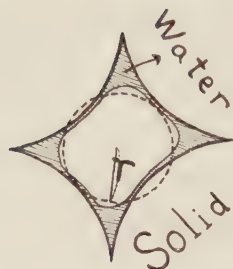


Fig. 2

を得る。ここで  $N_n$  は空孔の数,  $\sigma$  は水の表面張力,  $A$  は空孔の表面積,  $\gamma_0$  は外力作用前の  $\gamma$  の値である。

今,  $\Sigma$  の体積変化は直接, 空孔の体積変化に結びつくと仮定すれば,  $\Sigma$  の体積変化  $\delta V$  は二様に表現される, すなわち,

$$\delta V = N_n \cdot \delta (4\pi\gamma^3/3) = N_n \cdot 4\pi\gamma_0^2 \cdot \delta\gamma$$

$$\delta V = (1-u)^3 - 1 = -3u + 3u^2 - u^3$$

である。上の二式を等置すると,

$$\delta\gamma \simeq (-3u + 3u^2 - u^3)/N_n \cdot 4\pi\gamma_0^2 \quad (5)$$

を得る。

(5) を (4) に代入し, 簡単な計算の後, 次式を得る。

$$\left[ \frac{d^2 F_2}{du^2} \right]_{u=0} \simeq \frac{12\sigma}{\gamma_0} \quad (6)$$

iii)  $F_3, F_4, F_5$  および  $F_6$  について

$F_3, F_4, F_5$  および  $F_6$  は地震波の振巾程度では前二者に比して高位の微量量と考えられる。

かくして, (3) と (6) から次式を得る。

$$\left[ \frac{d^2 F}{du^2} \right]_{u=0} \simeq \left\{ 3NkT + \frac{zN}{2} \cdot k_0 \cdot \frac{15}{4} \cdot \frac{h_0^{1/2}}{N^{2/3}} \right\} + \frac{12\sigma}{\gamma_0} \quad (7)$$

ところで,  $\Sigma$  の一稜に沿う粒子数はつぎのごとく二様に表現される, すなわち  $N^{1/3}$  と  $1/2 R_r$  である。したがって,

$$N \doteq (1/2 R_r)^3 \quad (8)$$

を得る。

(8) を代入し,  $R_{ia}/R_r = S$  (Compaction parameter)

とおくと,

$$\lambda + 2\mu \simeq \frac{kT}{3} \cdot \frac{1}{(2R_r)^3} + \frac{z}{24} \cdot \frac{1}{R_r} \cdot \sqrt{S(S-1)} + \frac{4\sigma}{3\gamma_0} \quad (9)$$

となる。

つぎに  $\rho_L$  を求める。

$\rho_L$  = (粒子の質量) + (含水の質量)

$$= N \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_{ia}^3 \cdot \rho_p + \rho_w \{ 1 - (N \cdot 4\pi R_{ia}^3/3 + N \cdot 4\pi\gamma^3/3) \}$$

ところで,  $\rho_p$  は一粒子の質量,  $\rho_w$  は水の質量で, また  $N_n \simeq N$  とおかれている。

ここで,  $N = (1/2 R_r)^3$ ,  $R_{ia}/R_r = S$  とおくと,

$$\rho_L = (1/6) \cdot \rho_p \pi S^3 + \rho_w \{ 1 - (1/6) \cdot \pi (S^3 + \gamma^3/R_r^3) \} \quad (10)$$

を得る。

(9) と (10) から,  $v_p$  はつぎの形となる。

$$v_p^2 \simeq \frac{kT/24R_r^3 + z \cdot \sqrt{S(S-1)}/24D + 4\sigma/3\gamma_0}{(1/6) \cdot \rho_p \pi S^3 + \rho_w \{ 1 - (1/6) \cdot \pi (S^3 + \gamma^3/R_r^3) \}} \quad (11)$$

上式の分子に  $k \sim 10^{-16}$ ,  $z \sim 8$ ,  $\sigma \sim 70$  と砂粒に対する値,  $R_r \gamma \sim 10^{-1}$ ,  $\gamma_0 \sim O(10^{-1})$ ,  $\sigma_0 \sim 0.3$ ,  $E \sim 6 \times 10^{11}$  を代入すると, 第1項  $\sim 10^{-12}$ , 第2項  $\sim 10^{11} \sqrt{S(S-1)}$ , 第3項  $\sim O(10^3)$  となり, 第1項は第2, 第3項に比して無視できる。

ここで, 含水率 ( $M_p$  %) を

$M_p$  = (含水の体積)  $\times 100$  / (含水と空隙の体積の和)

で定義すると

$$M_p = \{ 1 - (1/6) \pi (S^3 + \gamma^3/R_r^3) \} / \{ 1 - (1/6) \pi \cdot S^3 \}$$

で与えられる。この  $M_p$  を用いると, (11) はつぎのごとくなる。

$$v_p^2 \simeq \frac{\frac{z}{24} \cdot \frac{1}{D} \sqrt{S(S-1)} + \frac{4\sigma}{3} \cdot \frac{1}{R_r} \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/3} \left\{ \left( 1 - \frac{1}{6} \pi S^3 \right) \left( 1 - \frac{M_p}{100} \right) \right\}^{-1/3}}{\frac{1}{6} \rho_p \pi S^3 + \rho_w \cdot \frac{M_p}{100} \left( 1 - \frac{1}{6} \pi S^3 \right)} \quad (12)$$

(7) に,  $h_0 = 2(R_{ia} - R_r)$ ,  $k_0 = \sqrt{2R_{ia}/5D}$  およびこの式の数値的考察はつぎの機会に与える。

## 参考文献

- 1) Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.: Theory of Elasticity, 30~36.



# 湿った粒状媒質中の縦波 の速度について (II)

東京大学地震研究所

桃 井 高 夫

(昭和 36 年 8 月 8 日受理)

On the Longitudinal Wave Velocity  
in the Moist Granular Media (II)

Takao MOMOI

Earthquake Research Institute of  
Tokyo University

(Received August 8, 1961)

著者は前報告 (1961) で、湿った粒状媒質中の縦波の速度の理論式を得た。その式をあらためて、ここに書く。

$$v_p^2 \simeq \frac{\frac{z}{24} \cdot \frac{1}{D} \sqrt{S(S-1)} + \frac{4\sigma}{3} \cdot \frac{1}{R_\gamma} \left( \frac{\pi}{6} \right)^{\frac{1}{3}} \left\{ \left( 1 - \frac{1}{6} \pi S^3 \right) \left( 1 - \frac{M_p}{100} \right) \right\}^{-\frac{1}{3}}}{\frac{1}{6} \rho_p \pi S^3 + \rho_w \cdot \frac{M_p}{100} \left( 1 - \frac{1}{6} \pi S^3 \right)} \quad (1)$$

ここで、媒質が全く水分を含まない場合を考えよう。このとき、(1) の式の分子の第 2 項はいずれも消え去り、第 1 項のみが残る、

$$v_p^2 \sim \frac{z}{\rho_p \pi D} \cdot S^{-\frac{5}{2}} (S-1)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

となる。ところで、高橋・佐藤 (1949) は乾いた粒状媒質に対して、つぎのような理論式を与えている (ここでは著者の表現法が用いられている)。

$$v_p^2 \sim \frac{z}{\rho_p \pi D} \cdot (S-1)^{\frac{1}{2}}$$

ここで、 $S(=R_{id}/R_\gamma) \simeq 1$  であるから、これらの二つの理論式はほとんど等しい。

また、(2) 式から判るように、乾いた粒状媒質中の速度に対して、一種の“相似性”が成り立っている。すなわち、二つの異なつた大きさの粒状媒質は、それらの粒子自身の密度、弾性常数、配位数、compaction parameter ( $S$ ) が等しければ、それらの粒子半径にはよらない等しい縦波速度をもつ。

ここで、 $M_p$ ,  $S$  に二、三の値を与えて、砂粒中の縦波の速度を計算しよう。計算に必要な砂粒の各種の物理量はつぎのごとく与えられる。

すなわち、 $\sigma_0 \simeq 0.26$ ,  $\rho_p \simeq 3$ ,  $E \simeq 6 \times 10^{11}$ ,

$R_\gamma \simeq 10^{-1}$  (いずれも C.G.S. 単位系用いてある)。また、配位数 ( $z$ ) は 8, 含水の密度 ( $\rho_w$ ) は 1, 水の表面張力 ( $\sigma$ ) は 70 とする。計算結果は Table 1 に与えられる。

Table 1. The longitudinal Velocities  
computed for sands.  
(unit : km/sec)

$M_p(\%)$ $S$	20	50	80
1.0001	0.282	0.271	0.261
1.001	0.502	0.482	0.464
1.01	0.885	0.851	0.821
1.1	1.434	1.404	1.377
1.2	1.547	1.535	1.531

Table 1 から、砂粒中において、100 m/s~1000 m/s 程度の縦波の速度は理論的に存在可能であり、

含水の、縦波の速度に対する影響は、媒質粒子が互に滑らない限り小さい。且つ、その速度は、含水率が增加する程小さくなる (ただし、 $M_p$  が 100% に近いところでは、この理論は成り立たなくなるので除く)。

## 参 考 文 献

桃井高夫 1961: 湿った粒状媒質中の縦波の速度について (I). 地震 2, 第 14 巻, 第 3 号.

Takahashi, T. and Satô, Y. 1949: On the Theory of Elastic Waves in Granular Substance (I) \* B. E. R. I. Vol. XXVII, 11~17.

## 学 会 記 事

### ○幹 事 会

1961 年 5 月 4 日 (木) 10h~12h

出席者 坪井委員長, 安芸, 浅野, 竹内, 小林, 佐藤

1. 35 年度決算報告 (佐藤幹事からつぎの報告があつた)



〔収 入〕	予 算	決 算
前年度繰越金	312,821円	315,171円
会 費 一 般	180,000	157,500
賛 助	120,000	51,000
購 読	33,000	94,950
雑 誌 売 上	—	11,741
刊 行 補 助 金	90,000	90,000
そ の 他	5,000	19,691
計	740,821	740,053
〔支 出〕		
人 件 費	85,000円	98,660円
印 刷 費	375,000	414,329
事 務 費	65,000	58,553
大 会 開 催 費	15,000	17,600
そ の 他	2,000	3,532
予 備 費	198,821	147,379
計	740,821	740,053

2. 36 年度予算案(佐藤幹事から予算原案が示されたが検討の結果つぎの案がまとまった)

〔収入〕	〔支出〕
前年度繰越金 147,379円	人 件 費 100,000円
会 費 一 般 180,000	印 刷 費 400,000
賛 助 100,000	事 務 費 60,000
購 読 32,000	大会開催費 15,000
雑 誌 売 上 100,000	そ の 他 5,000
刊 行 補 助 金 90,000	予 備 費 74,379
そ の 他 5,000	
計 654,379	計 654,379

3. 購読会費について  
昭和 36 年度からつぎのように取り計らうことにした。  
購読会員は1ヶ所1口500円とし、1年4冊以上の場合は1冊200円で購入してもらうようにすること。

○幹 事 会

1961 年 7 月 14 日 10h ~ 12h

於東大理，地物教室新講議室

出席者 佐藤(良)，赤松，安芸，浅野

議 題 財政問題について

1. 春の学会の決算について 佐藤幹事より  
アブストラクト売上げなど 収入 15,400円  
謝礼，印刷費など 支出 17,900円

であつた旨報告があつた。

2. 現在までの収支を検討した結果，賛助会員の新規募集と震災予防調査会刊行物の売上げ強化とによつて，本年度の財政はまかなえるであろうという結論が得られた。したがつて会費値上げなどは本年度は行なわないことになつた。

3. 秋に仙台で臨時総会を開いて審議すべき議題があるかどうか各委員に問合わせることにきめた。

○総 会

日 時 1961 年 5 月 10 日

場 所 東大理学部 2 号館講堂

出席者数 35名 委任状38 計73 (定員63) 成立  
議 長 山口生知氏

1. 庶 報 告 務 (安芸) 承認  
2. 研 連 委 報 告 (竹内)   "  
3. 編 集 報 告 ( " )   "  
4. 決 算 報 告 (佐藤)   "  
5. 36年度予算案 ( " )   "

以上の報告および予算案の内容は，5 月 10 日委員会議事録に掲載してある。

6. 安芸幹事より委員会で鈴木東北大教授が，秋の講演会を仙台で行なうことを承諾された旨報告があり，承認された。

7. 宮本会員より，講演会でマイクを使用することを提案，委員会で研究することになつた。

以 上

訂正

地震 Vol. 14, No. 2 の地震学会昭和 36 年度春季大会プログラム中下記の部分を訂正いたします。

誤

43. 表面波の分散と地殻構造 (1)  
—海洋を伝わる表面波— (15分)  
東大震研 佐藤泰夫  
" 山口林造

正

43. 表面波の分散と地殻構造 (1)  
—海洋を伝わる表面波— (15分)  
東大震研 佐藤泰夫  
" 山口林造  
気象研究所 木沢 綏

三井不動産株式会社  
鹿島建設株式会社  
大成建設株式会社  
清水建設株式会社  
竹中工務店  
株式会社大林組東京支店  
織本建築事務所  
株式会社保坂振動計器製作所  
電力中央研究所  
株式会社明石製作所  
日本損害保険協会  
勝島計機製作所

東京都中央区日本橋室町2の1の1  
東京都中央区八重洲5の3の1  
東京都中央区銀座2の4  
東京都中央区室町2の1  
東京都千代田区大手町1の6  
東京都千代田区丸ノ内3の5  
東京都中央区日本橋蛸殻町3の2  
東京都文京区柳町22  
東京都北多摩郡狛江町岩戸1229  
東京都千代田区丸の内3の8  
東京都千代田区神田淡路町2の9  
東京都荒川区日暮里町2の17

## 「地震」投稿規定

- I 論説および寄書の内容は著者の責任とする。
- II 編集委員は原稿のうち投稿規定に反する部分を投稿者の承諾なくして投稿規定に沿うようになおすことができる。
- III 編集委員は著者の同意を得た上で字句、アブストラクトの訂正をすることができる。
- IV 寄稿者は次の投稿規定に基いて投稿する。
  1. 論説の投稿は原則として地震学会で講演済みのものに限る。
  2. 論説の長さは当分の間なるべく刷上り10頁(400字詰原稿用紙30枚位)以内とする。
  3. 原稿は400字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、新仮名遣かきを用い、外国語は片仮名または原語を用いること、仮名遣かきは原則として新仮名遣かきを用いること。
  4. 論説原稿には必ず欧文題目と欧文要旨をつける。
  5. 句読点、.等を明瞭に記入すること。
  6. 地名、人名の読みにくいものには振り仮名をつけること。
  7. 数字は漢字を用いずアラビア数字を用いること。
  8. 数式、特に本文中の式はなるべく1行以上を占領せざる形(例えば  $k/\mu \sin \{(s\pi x/i) - (s\pi ct/l)\}$  のごとく)に書くこと。
  9. 挿図は黒インキにて明瞭に書き刷上り寸法または縮率を必ず記入すること。編集の都合上刷上り寸法または縮率をかえることがある。刷上り寸法は横12cm、縦18cm以上にならないように注意すること。図の中の文字は刷上り1mm以下にならないよう特に注意すること。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。
  10. 挿図、表などの説明には欧文を用いること。
  11. 本文中において文献を引用する場合次の例のように著者名と年号(同一年号の場合はa, bなどを附す)を用い通し番号は用いないこと。(例)・・であるが A. Imamura (1932) は・・
  12. 引用文献は本文の最後に表題を文献とし著者名の頭文字の A, B, C 順に記載すること。このさい引用文献の本文が邦文のときは邦文、欧文のときは欧文で書き、書きかたは次の例のように、著者名、年、表題、誌名、巻、頁の順とする。  
(例) 今村明恒 1923, 最近数年間に於ける二,三の著名な地震に就て。地震 1, 4, 608-617.  
Macelum, J. B. 1946, Storms and the Origin of Microseisms. Ann. Geophys, 2, 281-289.
  13. 註は脚註とし、引用箇所番号(註1のごとく)を附して別紙にしたためること。
  14. 特殊な図版(折込、色刷、アートなど用紙を含み)は当分の間著者が費用を負担すること。
  15. 別刷は100部を贈呈とし、それ以上は著者の負担とする。
  16. 再校以後の校正は編集委員に一任のこと。
  17. 寄書は刷上り2頁未満(400字詰原稿用紙10枚位)とし、欧文題目をつけること、寄書の図面は刷上り横6cmまたは12cmにするように書くこと。

昭和36年9月20日印刷  
昭和36年9月25日発行

第2輯 第14巻 第3号

東京大学理学部地球物理学教室内

編輯発行  
兼印刷者

地 震 学 会

代表者 飯 田 汲 事

東京都新宿区山吹町184番地

印刷所

株式会社 国際文献印刷社

笠 井 康 頼

発行所 東京大学理学部  
地球物理学教室内

地 震 学 会

(振替東京11918番)



# ZISIN

## JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

Vol. 14, No. 3

SECOND SERIES

September 1961

### ARTICLES

- Direction of Approach of Microseisms Observed in Kyushu  
..... Kennosuke OKANO and Kōsuke KAMO..131
- May M-waves be classified into two major branches? .....Kyozi TAZIME..138
- Crustal Structure in Central Japan as Derived from the  
Miboro Explosion-Seismic Observations.  
Part 1. Explosions and Seismic Observations  
..... The Research Group for Explosion Seismology..150
- Crustal Structure in Central Japan as Derived from the  
Miboro Explosion-Seismic Observations. Part 2. On the  
Crustal Structure..... Takeshi MIKUMO, Michio ÔTSUKA,  
Tokuzi UTSU, Tsutomu TERASHIMA and Atsusi OKADA..168
- Elastic Wave propagation in a Liquid Layer Overlying a  
Sloping Rigid Bottom .....Shozabro NAGUMO..189

### CORRESPONDENCES

- Normal Mode Interpretation of the Sound Propagation in  
Whispering Galleries ..... Yasuo SATÔ..198
- Correlation between coefficients determined by the least  
squares method..... Keiiti AKI..199
- On the Longitudinal Wave Velocity in the Moist Granular  
Media (I)..... Takao MOMOI..201
- On the Longitudinal Wave Velocity in the Moist Granular  
Media (II) ..... Takao MOMOI..203
- SEISMOLOGICAL NOTES .....203

---

Published  
by  
the Seismological Society of Japan,  
c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University,  
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.